PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 6 — 15. März 1940 — Redaktionsschluß für Nr. 8 am 1. April 1940 — 41. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Foroud, E. Justi und J. Kramer, Galvanomagnetische Versuche über den elektrischen Leitungsvorgang in Indium. S. 113.

A. Schulze, Über die Gold-Chrom-Widerstandslegierung für Normalwiderstände. S. 121.

W. Kraus, Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld bei freier Konvektion um eine waagerechte quadratische Platte. S. 126.

Besprechungen:

Gmelin's Handbuch der Anorganischen Chemie. S. 150.

I. Hausser, Ultrakurzwellen. S. 151.

J. H. Hibben, The Raman-effekt and its Chemical Applications. S. 151.

W. Schlenk, Ausführliches Lehrbuch der organischen Chemie. II. S. 151.

F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. S. 152.

Nachrichten. S. 152.

Berichtigungen. S. 152.

Angebote. S. 152.

ABHANDLUNGEN

Galvanomagnetische Versuche über den elektrischen Leitungsvorgang in Indium

Von A. Foroud[1], E. Justi und J. Kramer

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

1. Aufgabenstellung

Nachdem Justi und Scheffers (1) durch Widerstandsmessungen gezeigt hatten, daß der elektrische Widerstand selbst regulär kristallisierender Metalle im allgemeinen anisotrop ist, wenn man die Gitterschwingungen durch hinreichend tiefe Temperaturen ($T \ll \Theta$) einfriert und die phänomenologischen Symmetriebedingungen durch starke äußere Magnetfelder aufhebt, entstand die Frage nach einem Ersatz für die bisher angenommene Theorie des freien isotropen Elektronengases. Die weiteren galvanomagnetischen Messungen (2–6) haben ebenso wie die thermomagnetischen Versuche von Grüneisen und Adenstedt (7) erkennen lassen, daß man nicht für jedes Metall einen spezifischen Leitungsvorgang anzunehmen braucht, sondern daß sich verschiedene Metalle ähnlicher Anordnung der äußeren Elektronen, also etwa Elemente derselben Spalte des periodischen Systems der Elemente und übereinstimmender Kristallstruktur, zu einem Leitfähigkeitstypus zusammenfassen lassen (6). So ist es Kohler (8) gelungen, den Leitungsmechanismus der zweiwertigen kubisch-raumzentrierten Metalle in Übereinstimmung mit den Befunden von Justi und Scheffers (2) am Wolfram, und Justi und Foroud (5) am Molybdän wellenmechanisch zu berechnen, und auch nichtreguläre Metalle nahezu dichtester Kugelpackung wie *Be* (7) und *Cd* (9) zeigen dieselben Erscheinungen der mit dem magnetischen Querfeld $H_\perp$ unbegrenzt merklich quadratisch wachsenden Widerstandsvermehrung $\Delta\varrho_\perp$ [$\Omega \cdot$ cm] und der Konstanz des Anisotropiefaktors $(\Delta\varrho_{max} - \Delta\varrho_{min})/\Delta\varrho_{Mittel}$.

Gänzlich aus dem Rahmen dieser Erscheinungen schien bisher nur das Aluminium herauszufallen, das nach den Messungen von Justi und Scheffers (3) insofern dem Modell des freien isotropen Elektronengases entspricht, als es keine merkliche Anisotropie zeigt und als die magnetische Widerstandsvermehrung $\Delta\varrho_\perp$ einem Sättigungswert zuzustreben scheint. Im Widerspruch mit dieser einfachen Gastheorie stehen dagegen die Beobachtungen, daß der Längseffekt $\Delta\varrho_\parallel$ (Meßstrom $\mathfrak{J}$ bzw. Stabachse $\parallel$ Magnetfeld $\mathfrak{H}$) nicht nur nicht verschwindet, sondern $\Delta\varrho_\perp$ nahezu erreicht, und daß der Sättigungswert der relativen transversalen Widerstandsvermehrung $(\Delta\varrho_\perp/\varrho_{H=0})_{H\to\infty}$ mit etwa 100 Proz. mehrere Größenordnungen zu hoch ausfällt. Schließlich erschien es beim *Al* als besonders bemerkenswert, daß $\Delta\varrho_{\perp\, H=\text{const}}$ bei Annäherung an $T = 0$ sinkt, statt unbegrenzt zu wachsen, wie man es bisher für allein möglich hielt. Theoretisch ist der Leitungsvorgang in *Al* nicht behandelt worden, da die kubisch-flächenzentrierte Struktur wie die Dreiwertigkeit allzu große mathematische Schwierigkeiten zu bereiten scheinen; um so mehr sollte experimentell untersucht werden, ob auch andere Metalle desselben Typus gleiche

1) Über die Messungen am Präparat *In* 3 vgl. die Dissertation von A. Foroud, Berlin 1939.

Erscheinungen aufweisen. Tatsächlich gibt es außer *Al* kein anderes kubisch-flächenzentriertes Metall in der dritten Gruppe des periodischen Systems, jedoch darf das tetragonale Indium wegen des kleinen c/a-Wertes (1,077) praktisch als pseudokubisch angesprochen werden.

In diesem Zusammenhang sind die nachstehend beschriebenen Messungen über die Widerstandsvermehrung des *In* in Magnetfeldern bis zu 40000 Gauß im Temperaturbereich von 4,2° bis 373° ausgeführt worden. Die Möglichkeit, Messungen an Proben bei verschiedener Temperatur, Feldstärke und Restwiderstand in einer einzigen Kurve darzustellen und mit den Ergebnissen für *Al* zu vergleichen, ergibt sich durch die hier wieder bestätigte Kohlersche Regel (15); zu ihrer Auswertung mußte auch die Temperaturabhängigkeit des feldfreien ($H = 0$) Widerstandes neu gemessen werden, wobei außer den Abweichungen vom T^5-Gesetz auch der Feststellung des normalen Temperaturkoeffizienten (zwischen 0° und 100° C) Aufmerksamkeit gewidmet wurde. Bei dieser Gelegenheit wurde ferner der anscheinend nicht genau bekannte spezifische Widerstand $\varrho_{273°}$ (Ohm · cm) bestimmt.

2. Material und Herstellung der Proben; Meßanordnung

Da nur eine ältere Probe mäßiger Reinheit (Restwiderstand $R_2 = 0{,}02 \cdot R_{273°}$) vorhanden war, wurde reinstes *In* von der Metallhandlung Dr. Franke, Frankfurt a. M., bezogen, das mit

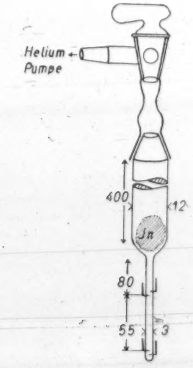


Abb. 1. Schmelz- und Leitfähigkeitsgefäß für die *In*-Proben.

$r_{4,2°} = R_{4,2°}/R_{273°} = 0{,}00118$ denselben niedrigen Restwiderstand aufweist wie das von Schenk gereinigte *In*, das Meißner und Franz (11) für ihre Messungen der Temperaturfunktion zur Verfügung stand. Eine passende Menge *In* wurde in einem Glasrohr (Abb. 1) mit vier Platindrahteinschmelzungen im Vakuum geschmolzen, wobei

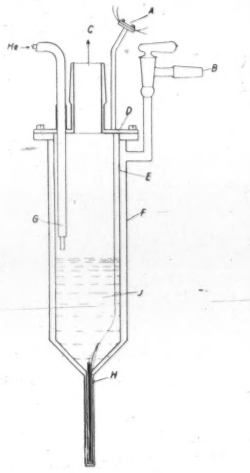


Abb. 2. Metall-Vakuummantelgefäß mit engem Ansatz (5 mm Außendurchmesser) für höchste Feldstärken. A. Vakuumdichte Durchführung der Zuleitungsdrähte. B. Verbindungsschliff zur Diffusionspumpe, zur Entleerung des Vakuummantels. C. Stutzen zum Abpumpen des kondensierten N_2, H_2 oder *He*. D. Deckel des Gefäßes. E. Aus 0,05 mm Neusilberfolie bestehender Teil der Innenwandung, der die Wärmeleitung zwischen Bad und Deckel des Gefäßes herabsetzt. F. Äußere Wandung des Mantelgefäßes, bestehend aus 1-mm-Messingrohr. G. Vakuummantelheber zum Einfüllen des kondensierten Gases (*He*). H. Indiumprobe im engen Ansatz des Gefäßes. J. Bad von flüssigem oder erstarrtem Gas.

die lange, dünne Kapillare bekanntermaßen zum Zurückhalten der Oxydkrusten diente. Der Abstand der Spannungsdrähte war mit ~ 55 mm etwas kürzer als die Stirnfläche der Polschuhe, und der Durchmesser der Proben wurde nie kleiner als 1 mm gewählt, um den Komplikationen durch die endliche freie Weglänge der Leitungselektronen (17) aus dem Wege zu gehen, die vielleicht für den Wiederanstieg des Widerstands bei tiefsten Temperaturen verantwortlich zu machen ist. An die 0,2 mm starken *Pt*-Drähte, die wesentlich die Joulesche Wärme des Meßstroms an das umgebende Bad abführen, wurden 0,3 mm starke Stromdrähte und 0,1 mm starke Potentialdrähte aus *Cu* angelötet, die zu den Anschlüssen des Diesselhorstschen fünfdekadigen

Kompensators führen; das Glasrohr wurde mit *He* gefüllt und dann abgeschmolzen.

So starke Magnetfelder wie die hier verwandten 40 kG lassen sich viel schwieriger und kostspieliger durch Vergrößerung des Magneten als durch Verengerung des Polspaltes erzielen; mit dem hier abgebildeten Ganzmetall-Vakuummantelgefäß (Abb. 2), dessen den Kristall enthaltender Ansatz außen nur 5 mm mißt, liefert der große Boasmagnet (2) $H_{max} = 40{,}5$ kG. Wesentlich für den Bau solcher Gefäße ist die Verwendung bester Präzisionsröhren, von denen hier als gut wärmeleitendes Innenrohr ein Kupferrohr von 4 mm Außendurchmesser und 0,2 mm Wandstärke gewählt wurde, während das Außenrohr aus dem festeren Neusilberrohr gebildet wurde, von $5 \times 0{,}1$ mm. Versucht man die Widerstandsmessungen ohne besondere Vorsichtsmaßnahmen auszuführen, so treten bei hohen Feldstärken unaufhörlich zitternd hin- und herpendelnde Galvanometerausschläge auf, die die Meßgenauigkeit stark vermindern; sie rühren zum Teil von einer Inkonstanz des Magnetstromes her und verschwinden völlig, wenn man, wie in unserem Laboratorium, den Magneten aus Batterien speist. So erübrigt sich die Anwendung der Kompensationsschaltung von Milner (12), der seinen Magneten mit einer Maschine erregt. Schwieriger zu beheben ist ein anderer Teil der Störschwingungen, der von den fast unvermeidlichen Zitterbewegungen der Probe und ihrer Zuleitungsdrähte im Magnetfeld herrührt und der teils durch Gebäudeschwingungen, teils durch die Siedestöße des Kältebades verursacht wird. Weitgehend werden diese Störungen durch sorgfältige Verdrillung der Potential- und Stromdrähte sowie durch Versteifung der Gefäßhalterung behoben; besonders kleine Widerstände konnten nur nachts gemessen werden, wenn die äußeren Störungen aufhörten.

Bei solchen Vorkehrungen konnten die Widerstandserhöhungen im Temperaturbereich des siedenden *He* und H_2 absolut bestimmt werden; die minimalen Widerstandsvermehrungen im siedenden Stickstoff mit seinen bekannt starken Temperaturschwankungen konnten nur relativ bestimmt werden, indem das Feld abwechselnd ein- und ausgeschaltet wurde. So wurde jeder Zahlenwert für $\Delta\varrho_\perp$ bei 78° abs als Mittelwert mehrerer Einzelmessungen gewonnen, und die geringe Schwankung der Einzelwerte läßt auf eine Reproduzierbarkeit der geringsten $\Delta\varrho_\perp/\varrho_{H=0}$-Werte von wenigstens einigen Prozent schließen.

Schließlich ist noch ausdrücklich zu erwähnen, daß alle Meßwerte aus den Kurbelstellungen des Kompensators bei völliger Kompensation gewonnen sind, nicht aus Ausschlägen; nach der ersten Kompensation veränderte sich der Galvanometerausschlag noch etwas und die Kurbeln mußten entsprechend nachgestellt werden. Solche Erscheinungen langsamer Gleichgewichtseinstellung sind auf thermomagnetische Begleiteffekte zurückzuführen, wie sie unvermeidlich erscheinen, da der Belastungsstrom Joulesche Wärme entwickelt. Die Benutzung nur dünnwandiger Glasröhrchen für die Proben und möglichst dicker Einschmelzdrähte befördert die Gleichgewichtseinstellung beträchtlich; ebenso wirkt sich die Benutzung möglichst kleiner Belastungsströme günstig aus.

3. Meßergebnisse für die Temperaturabhängigkeit des feldfreien ($H = 0$) Widerstandes

In Zahlentafel 1 sind unsere Meßergebnisse für die Temperaturabhängigkeit des feldfreien ($H = 0$) Widerstandes von *In* 1, *In* 4, *In* 5 und *In* 6 zusammen mit den bekannten Meßergebnissen von Meißner und Mitarbeitern (10, 11) zusammengestellt. Der Restwiderstand läßt sich kaum sicher extrapolieren, da *In* bei 3,4° abs von einem nicht zu vernachlässigenden Widerstandsbetrag aus plötzlich auf $\varrho = 0$ springt (Supraleitung); nach dem Widerstandsverhältnis am normalen *He*-Siedepunkt (4,22° abs) zu urteilen, sollte unser *In* 6 mit $r_{4{,}2°} = 0{,}119$ Proz. das reinste sein. Merkwürdigerweise weist aber das Meißnersche *In* 2 (11) wie unser *In* 3 einen geringeren Wert von $r_{4{,}2°} = 2{,}16$ Proz. auf als unsere Proben mit $r_{4{,}2°} = 2{,}23$ Proz. bis 2,30 Proz. Wahrscheinlich beruhen solche Unterschiede auf einer elektrischen Anisotropie des *In* infolge seiner nicht regulären Kristallstruktur; die systematisch differierenden Werte von r_{78}, r_{99} und r_{373} finden hierdurch ihre Erklärung. Eine solche Anisotropie bei $H = 0$ ist, wie Versuche von Justi und Kramer (9) zeigen und wie es auch aus der Kohlerschen Theorie (8) hervorgeht, durchaus verträglich mit einer Isotropie der magnetischen Widerstandszunahme, wie sie unten für *In* beschrieben wird. Als weitere Erklärungsmöglichkeit muß diejenige berücksichtigt werden, daß im Heliumgebiet die freie Weglänge der Elektronen der Drahtdicke vergleichbar wird; die hierdurch bewirkte Widerstandserhöhung dürfte eine Erklärung für den Widerstandswiederanstieg bilden, wie ihn Meißner und Voigt (10) bei ihren meist sehr dünnen Probedrähten oft beobachtet haben.

Der Versuch, aus den Widerstandsmessungen eine charakteristische Temperatur θ abzuleiten, setzt voraus, daß der Widerstand für $T \ll \theta$ entweder genau mit T^4 oder T^5 absinkt. Wenn auch

Zahlentafel I

Meßergebnisse für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei $H = 0$ für verschiedene Temperaturen. Beobachtete Widerstandsverhältnisse $= r_{beob} = R_T/R_{273}$; nach der Nernst-Matthiessenschen Regel reduzierte Werte $= r_{red} = (r_{beob} - z)/(1 - z)$.

Autoren ...	Meißner u. Voigt (10)		Meißner u. Franz (11)	Foroud, Justi u. Kramer					
Präparat ..	*In* 1		*In* 2	*In* 1	*In* 3[1])	*In* 4	*In* 5	*In* 6	
l[mm]	12,5				49	49,5	10	41	
q[mm^2][3]) .	3 · 0,5			< 0,3	5,3	1,03$_4$	1,36$_5$	1,01$_2$	
$T°$ abs	r_{beob}	r_{red}	r_{beob}	r_{beob}	r_{beob}	r_{beob}	r_{beob}	r_{beob}	r_{red}
373,2	—	—	—	—	1,507$_7$	1,403$_2$	1,615$_6$	1,506$_8$	1,505$_7$
273,2	1	1	1	1	1	1	1	1	1
83,9	0,2567	0,2548	—	—	—	0,252$_7$	—	0,259$_9$	0,259
78,4[2])	—	—	—	—	—	0,2080	0,2289	0,2171	0,216$_9$
77,8	0,2177	0,2157	0,212	—	—	—	—	—	—
63	—	—	—	—	0,167	—	—	—	—
20,4	0,0256	0,0231	0,0216	0,0375	0,0216$_4$	0,022$_3$	0,023$_0$	0,023$_0$	0,021$_9$
14,0	—	—	—	0,0242	0,0074	0,0085$_6$	0,010$_{45}$	0,0085$_5$	0,0074$_5$
4,22	0,00387	0,00135	0,00152	—	0,0020$_{55}$	—	—	0,0011$_9$	0,0001
3,70	(0,00375)	—	—	—	—	—	—	—	—
3,41	0,00265	—	—	—	—	—	—	—	—
z	0,00253	0	—	—	—	—	—	0,0011	0
R_{273} (Ω)	$1{,}451 \cdot 10^{-3}$	—	$4{,}578 \cdot 10^{-3}$	—	$2{,}016 \cdot 10^{-4}$	$2{,}469 \cdot 10^{-3}$	$0{,}020 \cdot 10^{-3}$	$3{,}331 \cdot 10^{-3}$	

1) Die Zahlenangaben sind gegenüber der Dissertation von Foroud berichtigt.
2) Temperatur mit dem Dampfdruckthermometer gemessen.
3) Die Querschnitte sind unter Annahme der Isotropie aus der gemessenen Länge l, dem Eispunktswiderstand R_{273} und dem spezifischen Widerstand ϱ_{273} von *In* 3 berechnet.

der Betrag des Zusatzwiderstandes z, der in die Nernst-Matthiessensche Regel

$$r_{red} = (r_{beob} - z)/(1 - z)$$

eingeht, infolge des Eintritts der Supraleitung etwas unsicher ist, so zeigen doch die auf verschwindenden Restwiderstand reduzierten r_{red}-Werte des *In* 6, daß der Widerstand erheblich langsamer als mit T^5 oder T^4 abfällt, und zwar anscheinend recht genau mit T^3. Auch das verwandte *Al* zeigt nach den Beobachtungen von Justi und Scheffers (3) diesen langsamen Abfall, der früher angesichts der mäßigen Reinheit des damals erhältlichen *Al* noch nicht bemerkt werden konnte. Messungen an dünneren Proben als den recht dicken *Al*-Einkristallstäben von Justi und Scheffers müßten hierüber genauere Aufschlüsse liefern. Das Ergebnis über das Versagen des T^3-Gesetzes ist insofern nicht verwunderlich, als es, unter der Annahme freier Elektronen abgeleitet, nur für die Alkalien zuzutreffen braucht. Ob der langsame Abfall des Widerstandes ebenso wie eine anscheinend vorhandene Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandes mit dem Eintritt der Supraleitung zusammenhängt [vgl. die Beobachtungen an *Pb* (4)], muß einstweilen dahingestellt bleiben. Sicher aber ist, daß der Leitfähigkeitstypus sich auch im Temperaturabfall bei *Al* und *In* übereinstimmend äußert.

Der normale Temperaturkoeffizient β (zwischen 0° und 100° C) wurde als anscheinend noch nicht bekannt zu $4{,}63 \cdot 10^{-3}$ bis $6{,}16 \cdot 10^{-3}$ je Grad neu bestimmt. Der Zahlenwert des spezifischen Widerstandes von *In* wurde an *In* 3 ermittelt, indem einmal der Widerstand eines Glasröhrchens nach Abb. 1 mit *In*-Füllung, ein andermal mit *Hg*-Füllung bei 0° C gemessen wurde; so fiel die Bestimmung der geometrischen Dimensionen heraus, und es wurde der Anschluß an das *Hg*-Normalohm erreicht. Das Ergebnis ist

$$\varrho_{273°} = 8{,}22 \cdot 10^{-6}\ (\text{Ohm} \cdot \text{cm})$$

bzw.

$$\varrho_{291°} = 8{,}97 \cdot 10^{-6}\ (\text{Ohm} \cdot \text{cm});$$

es stimmt ausreichend mit dem Wert

$$\varrho_{273°} = 8{,}4 \cdot 10^{-6}$$

überein, den Grüneisen (18) ohne Quellenangabe in einer Zusammenstellung angibt. Nach freundlicher Mitteilung des Autors ist dieser Wert vielleicht auf eine gelegentliche unveröffentlichte Messung in der PTR. zurückzuführen.

4. Meßergebnisse für die Widerstandserhöhung $\Delta\varrho_\perp$ im magnetischen Querfeld $\mathfrak{H}_\perp$

Die Meßergebnisse für die transversale Widerstandserhöhung bei 4,22°, 14°, 20,4° und 78° abs. sind in der Abb. 3 graphisch dargestellt; die

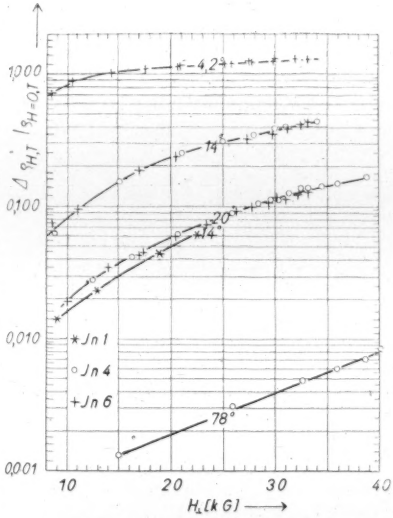


Abb. 3. Meßergebnisse für die relative Widerstandszunahme der Indiumproben *In* 1 (*), *In* 4 (○) und *In* 6 (+) als Funktion des angelegten magnetischen Querfeldes $H_\perp$ (kGauß) bei 4,2°, 14°, 20,4° und 78° abs.

Kurven lassen die geringe Streuung der Einzelmessungen erkennen und zeigen ferner durch die geringe Neigung der obersten Kurve (für 4,22° abs) an, daß tatsächlich die in Analogie zum *Al* für tiefste Temperaturen und höchste Feldstärken erwartete Widerstandssättigung auftritt, noch dazu mit einem ganz ähnlichen Betrag

$$(\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T})_{\max} \sim 1{,}3.$$

Die Einzelmessungen werden ihrer großen Zahl wegen nicht alle einzeln tabellarisch wiedergegeben; statt dessen enthält die Zahlentafel II die aus einer graphischen Darstellung großen Maßstabes abgegriffenen $\Delta\varrho_\perp/\varrho_{H=0}$-Werte für runde Beträge der Feldstärke $H_\perp$. Diesen Mittelwerten kommt eine noch etwas höhere Genauigkeit als den Einzelmessungen zu.

Ein Vergleich mit anderen Literaturwerten ist insofern unmöglich, als über den magnetischen Quereffekt des *In* nur eine Kurve kleinen Maßstabes von de Haas und van Alphen (13) für 14° abs in Feldern bis zu 32 kG bekannt ist, in der über $H_\perp$ die relative Widerstandsänderung $\Delta R_{14°}/R_{273°}$ aufgetragen ist. Eine Zahlentafel der $\Delta R_{14°}/R_{14°,H=0}$ sowie der Betrag von r_{14}, wie er zur Umrechnung von $\Delta R_{H,14°}/R_{273°}$ in $\Delta R_{H,14°}/R_{14°,H=0}$ notwendig ist, waren uns unzugänglich (14). Es scheint jedoch, als ob die relativen Widerstandszunahmen von de Haas bei 14° absnur etwa so groß sind wie die unsrigen bei 20,4° abs; dies würde auf einen höheren Restwiderstand der Leidener Probe schließen lassen, entsprechend der geringen Reinheit des damals erhältlichen Indiums, wie sie auch unser *In* 1 zeigt.

Während die Widerstandserhöhungen $\Delta\varrho_{T,H}/\varrho_{T,H=0}$ für die beiden reinsten Präparate *In* 4 und *In* 6 nach Abb. 3 praktisch übereinstimmen, fallen sie für *In* 5, mehr noch für

Zahlentafel II

Relative magnetische Widerstandszunahmen $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=T,0}$ verschiedener Indium-Proben als Funktion des magnetischen Querfeldes H (kG) und der Temperatur T (° abs), interpoliert für runde Beträge der Feldstärke

Probe	T° abs	$H_\perp$[kG]	H/T[kG]	$\Delta\varrho_{H,T}/\Delta\varrho_{H=0,T}$
In 4, *In* 6	4,22°	35	$1{,}13_5 \cdot 10^1$	(1,28)
		30	$0{,}97_3$	$1{,}25_0$
		25	$0{,}81_0$	1,19
		20	$0{,}64_8$	1,12
		15	$0{,}48_6$	1,02
		10	$0{,}32_4$	$0{,}84_0$
In 4, *In* 6	14,0°	40	$1{,}78 \cdot 10^1$	0,52
		35	1,56	$0{,}44_8$
		30	$1{,}33_6$	$0{,}37_5$
		25	$1{,}11_3$	$0{,}30_4$
		20	$0{,}89_1$	$0{,}23_1$
		15	$0{,}66_8$	$0{,}15_7$
		10	$0{,}44_5$	0,090
In 4, *In* 6	20,4°	(40)	$1{,}92 \cdot 10^2$	0,173
		35	0,66	$0{,}142_5$
		30	5,19	0,111
		25	4,33	$0{,}083_5$
		20	3,40	$0{,}058_0$
		15	2,60	$0{,}037_0$
		10	1,73	$0{,}018_0$
In 4, *In* 6	78°	40	$7{,}30 \cdot 10^1$	$0{,}008_3$
		35	6,45	$0{,}006_0$
		30	5,52	$0{,}004_0$
		25	4,60	0,0029
		20	3,68	0,0020
		15	2,76	0,0013
		10	1,84	$0{,}0006_0$
In 1	14,0°	(25)	$3{,}97 \cdot 10^2$	$0{,}072_5$
		20	3,18	0,051
		15	2,38	0,031
		10	1,59	$0{,}015_5$

In 1, geringer aus. Wenn die Kohlersche Regel (15) auch für *In* zutrifft, dann müssen die relativen Widerstandszunahmen für die verschieden reinen Präparate als Funktion von $H\,r_T$ nach Zahlentafel II für alle Temperaturen, Feldstärken und Restwiderstände auf einer einzigen Kurve liegen. Die graphische Darstellung (Abb. 4), bei der gleichmäßige Genauigkeit über

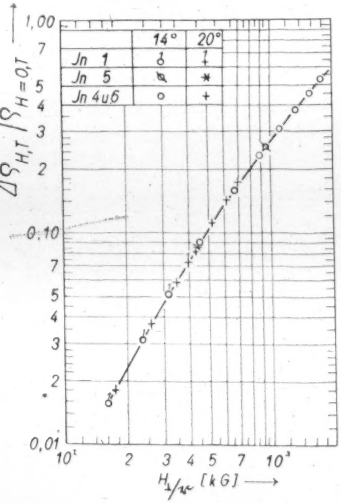


Abb. 4.
Darstellung derselben Meßergebnisse im Kohlerschen Diagramm, $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = f(H_{\perp}, r_{H=0,T})$, für einen beschränkten $H_{\perp}/r_{H=0,T}$-Bereich.

zwei Größenordnungen durch doppelt logarithmische Teilung erreicht wird, läßt erkennen, daß die Kohlersche Regel tatsächlich innerhalb der Meßgenauigkeit genauestens erfüllt ist; bei den stark verschiedenen Restwiderständen liegen die Punkte für 14° und 20,4° abs abwechselnd zwischeneinander, wodurch die Prüfung dieser Regel besonders verschärft ist. Auch insofern werden hier an die Richtigkeit dieser Beziehung besondere Anforderungen gestellt, als der funktionelle Zusammenhang zwischen $\Delta\varrho/\varrho$ und $H/\mathfrak{r}$ nicht einfach ist, wie es die Krümmung der Kurve erkennen läßt. Schon bei den niedrigsten Werten steigt die Kurve Abb. 4 etwas langsamer als quadratisch an, und bei den höchsten eingetragenen Werten des Arguments macht sich schon deutlich die beginnende Sättigung bemerkbar.

Dieses Ergebnis ist davon unabhängig, ob man H/r oder $H/\mathfrak{r}$ als Argument benutzt, denn $r = R_T/R_{273}$ und $\mathfrak{r} = R_T/R\theta$ unterscheiden sich lediglich um den konstanten Faktor $\mathfrak{r}_{273°} = 1/r_{\theta}$, der für $\theta = 110°$ nach der Grüneisenschen Funktion (16) den Zahlenwert 2,60 besitzt. Der Wert $\theta = 110°$ wurde aus der Lindemannschen Schmelzpunktsformel abgeleitet, nachdem sich die Ableitung aus der Temperaturfunktion des Widerstandes als unmöglich erwiesen hat (siehe oben).

5. Meßergebnisse für die magnetische Widerstandsänderung $\Delta\varrho_{/\!/}$ im magnetischen Längsfeld ($\mathfrak{H}_{/\!/}$)

Auch über die Widerstandsänderung, die eintritt, falls das Magnetfeld dem Meßstrom und damit der Stabachse parallel ist, wurden einige Messungen ausgeführt; der Longitudinaleffekt $\Delta\varrho_{/\!/}$ bietet deshalb Interesse, weil er für freie Elektronen wegen $|[\mathfrak{v}, \mathfrak{H}]| = v \cdot H \cdot \sin\varphi$ bzw. $\sin\varphi = 0$ verschwinden sollte, und weil er auch beim $Al \neq 0$ ist, das mit seiner Sättigung der Widerstandsvermehrung wenigstens eine Ähnlichkeit mit einem Elektronengasmetall bietet. Die Messung des Längseffektes bietet insofern Schwierigkeiten, als der Polschuhabstand groß und die Feldstärke klein wird, falls man nicht sehr kurze Präparate wählt, die bei gegebener Dicke einen nur sehr kleinen Spannungsabfall liefern. Das Präparat *In* 5 erlaubte durch seine Meßlänge, d. h. Abstand der Potentialdrähte von nur 10 mm, den Abstand der Polschuhe auf 21,5 mm zu verringern; hierbei liefern die zylindrischen Weicheisenpolschuhe von 60 mm Stirnflächendurchmesser bei einer Belastung des Boas-Magneten mit 7 kW noch 25,74 kG.

Bei dieser Höchstfeldstärke betrug der relative Quereffekt für 20,4° abs 8,6$_7$ Proz., der relative Längseffekt 4,5$_1$ Proz., womit sich ein Verhältnis $\Delta\varrho_{\perp}/\Delta\varrho_{/\!/} = 2{,}1$ ergibt; bei 14° abs beträgt der Quereffekt mit 25,2 Proz. das 2,5fache des Längseffektes von $\Delta\varrho_{/\!/}/\varrho_{H=0} = 10{,}1$ Proz. Die magnetische Widerstandsänderung im Längsfeld ist also nicht nur endlich, sondern erreicht auch beinahe den Betrag des Quereffektes, was nach der Theorie auf die Bindung der Leitungselektronen zurückzuführen ist. Auch insofern entspricht *In*, genau wie *Al*, nicht dem Elektronengasmetall.

Auch die Widerstandserhöhung beim kontinuierlichen Übergang vom Quereffekt $\Delta\varrho_{\perp}$ zum Längseffekt $\Delta\varrho_{/\!/}$ als Funktion des Winkels φ wurde bei 14° und 20,4° abs für $H = \text{const} = 25{,}7_4$ kG durchgemessen; hierbei interessiert wiederum die schon von Justi, Scheffers (2, 3, 6) und Foroud (5) untersuchte Frage, ob das tensoriell verallgemeinerte Ohmsche Gesetz

$$\Delta\varrho_{\varphi} = \Delta\varrho_{\perp}\cos^2\varphi + \Delta\varrho_{/\!/}\sin^2\varphi$$

erfüllt wird, was nach Symmetriebetrachtungen für einen Einkristall nicht zuzutreffen braucht. Bei diesen Messungen konnte wegen der geringen Meßlänge keine große Meßgenauigkeit erreicht werden, beträgt doch der auf mindestens 1 Proz. genau zu messende Widerstand des *In* 5 ,z. B. bei 14° abs nur $7 \cdot 10^{-6}$ Ohm. Wegen der somit unvermeidlichen Streuung seien auch die gemessenen Polardiagramme nicht wiedergegeben, sondern nur bemerkt, daß ebenso wie z. B. beim *Mo* die Tensorformel anscheinend nicht erfüllt wird, sondern daß der Widerstand $\Delta\varrho_{\perp}$ beim Übergang vom Längs- zum Quereffekt schneller als nach obiger Formel zunimmt.

6. Darstellung der Meßergebnisse für $\Delta\varrho_{\perp}$ im reduzierten Kohlerschen Diagramm

Während die Abb. 4 die Erfüllung der Kohlerschen Regel für einen beschränkten Meßbereich in großem Maßstab darstellt, gibt die folgende Abb. 5 ein Kohlersches Diagramm für sämtliche Meßpunkte wieder, das sich in Abszisse und Ordinate über je vier Größenordnungen erstreckt. Für $H\,\tau > 2 \cdot 10^3$ [kG] schließen sich die Werte für den Temperaturbereich des siedenden *He* glatt an das Kurvenstück der Abb. 4 an. Man sieht sofort, daß die auf Grund unserer Typenlehre in Analogie zum *Al* erwartete Sättigung tatsächlich eintrifft. Zwischen den beiden obersten Punkten (Zahlentafel II) steigt nämlich, wie es das doppelt logarithmisch geteilte Diagramm ohne weiteres abzugreifen erlaubt, $\Delta\varrho_{H,\tau}/\varrho_{H=0,\tau}$ nur noch mit $(H/\tau)^{0{,}139}$ an, während der Anstieg bei 20° abs z. B. zwischen $H/\tau = 2 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^2$ noch fast quadratisch ist. Weniger glatt schließen die Meßwerte für 78° abs unterhalb von $H/\tau = 1 \cdot 10^2$ an das Kurvenstück für 20° abs an. Die Biegung der Kurve ist zu groß, als daß sie durch experimentelle Fehler erklärt werden könnte. Eine Aufzeichnung der $\Delta\varrho_{H,\tau}/\varrho_{H=0,\tau} = f(H/\tau)$ anderer durchgemessener Metalle hat ergeben, daß solche Ausbiegungen in einem Bereich mittlerer H/τ-Werte öfters aufzutreten scheinen. Theoretisch ist dies durchaus zu erwarten, handelt es sich doch um das Übergangsgebiet zwischen kleinen H/τ-Werten, in denen $\Delta\varrho_{H,\tau}/\varrho_{H=0,\tau}$ aus allgemeinen Gründen (Entwicklung von $\Delta\varrho_H$ in eine Potenzreihe mit geraden Exponenten von H/τ) stets quadratisch ansteigen muß, zu dem theoretisch wieder leichter zu behandelndem Leitungsmechanismus für große H/τ-Werte. Es handelt sich also um eine ähnliche Erscheinung wie im Zwischengebiet des feldfreien Widerstandes zwischen $T \ll \theta$ und $T \gg \theta$, das theoretisch nicht erfaßt werden konnte. Rechts neben der Kurve für *In* ist eine solche für *Al* vergleichsweise aufgetragen; der Grund, warum statt H/τ nach einer Anregung von Herrn Dr. Kohler H/τ aufgetragen wurde, ist nunmehr ersichtlich: Die Unterschiede der verschiedenen Metalle im feldfreien ($H = 0$) Widerstand werden weitgehend eliminiert, wenn man als Bezugstemperatur $\theta°$ statt des physikalisch nicht sinnvollen Eispunktes wählt. Man erkennt zunächst, daß sogar der Sättigungswert für *Al* und *In* kaum verschieden ist; ferner zeigt die weitgehende Parallelität der beiden Kurven im doppelt logarithmischen Diagramm, daß sich die $\Delta\varrho_{H,\tau}/\varrho_{H=0,\tau}$-Kurven beider Metalle lediglich

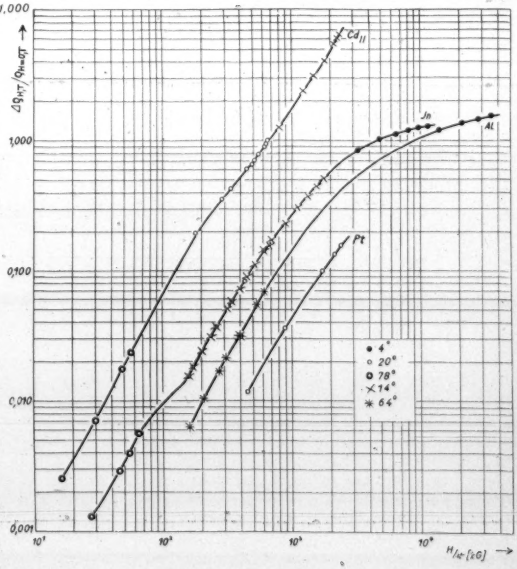


Abb. 5.

Darstellung aller Meßpunkte für $\Delta\varrho_{H,\tau}/\varrho_{H=0,\tau}$ des *In* nach Zahlentafel II im reduzierten Kohlerschen Diagramm. Zum Vergleich sind die Kurven für $Cd_{\parallel}$ (Stabachse parallel der hexagonalen Hauptachse) nach Justi und Kramer, für *Al* nach Justi und Scheffers und für *Pt* nach Grüneisen und Adenstedt eingezeichnet.

um einen wenig von 1 verschiedenen konstanten Faktor unterscheiden (etwa 1,6); dieser Faktor wird vielleicht durch eine andere Wahl der θ-Werte noch kleiner, und eine solche Abänderung erscheint durchaus möglich, da beide Metalle weder dem T^4- noch T^5-Gesetz gehorchen. Die Typenlehre der metallischen Leitfähigkeit ist also insofern über Erwarten weitgehend bestätigt worden, als sich nicht nur die feldfreien ($H = 0$) elektrischen Widerstände, sondern auch die magnetischen Widerstandszunahmen als Funktion von $H/\mathfrak{r}$ nur um einen merklich konstanten Faktor unterscheiden. Um die Zusammengehörigkeit von *Al* und *In* noch deutlicher zu zeigen, sind ferner $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$-Kurven für Kadmium (9) ($\theta = 108°$) und für Platin (7) ($\theta = 233°$) eingetragen; es sei unter Hinweis auf eine demnächst erscheinende Abhandlung bereits erwähnt, daß auch die Kurven anderer zweiwertiger Metalle nahezu dichtester Kugelpackung nahe aneinanderliegen und daß das auch bei den Kurven der *Pt*-Gruppe der Fall ist, so daß den gezeigten *Cd*- und *Pt*-Kurven allgemeinere Bedeutung zukommt. So erweist sich das reduzierte Kohlersche Diagramm als das geeignete Mittel, die Typenlehre der metallischen Leitung genau und anschaulich zu prüfen.

Zusammenfassung

Die neueren galvanomagnetischen Versuche zwingen dazu, die universelle Theorie des freien Elektronengases zur Erklärung des metallischen Leitungsmechanismus aufzugeben und statt dessen eine Typenlehre der metallischen Leitung einzuführen, die dem Einfluß der Kristallgitter und Valenzen Rechnung trägt. Nachdem nun Aluminium nach den Messungen von Justi und Scheffers eine besonders merkwürdige Abhängigkeit seines elektrischen Widerstandes von äußeren Magnetfeldern gezeigt hatte, wird hier diejenige Konsequenz aus der Typenlehre der metallischen Leitung experimentell untersucht, ob das ebenfalls dreiwertige Indium mit seiner verwandten Kristallstruktur ähnliches Verhalten aufweist; theoretisch läßt sich hierüber wegen mathematischer Schwierigkeiten nichts aussagen. Bei den hierzu unternommenen Messungen wurde der elektrische Widerstand einiger *In*-Proben verschiedenen Restwiderstandes im Temperaturbereich von 4,22° bis 373° abs unter der Einwirkung magnetischer Längs- und Querfelder bis zu über 40000 Gauß Feldstärke untersucht. Ohne äußeres Magnetfeld ($H = 0$) fällt der elektrische Widerstand unterhalb von etwa $\theta/2$° auffallend langsam, ebenso wie bei *Al*, und zwar etwa mit T^3, statt mit dem T^5-Gesetz des freien Elektronengases. In magnetischen Querfeldern ($H_\perp$) steigt die relative Widerstandsvermehrung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ zunächst mit der zweiten, schließlich nur noch mit der 0,139sten Potenz von $H/\mathfrak{r}$ an ($\mathfrak{r} = R_T/R_\theta$ = reduziertes Widerstandsverhältnis). Die Kohlersche Regel über den Zusammenhang zwischen Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes, wonach die relative Widerstandsvermehrung lediglich eine Funktion des Quotienten $H/\mathfrak{r}$ ist, konnte über einen großen Meßbereich von Temperaturen, Magnetfeldern und Restwiderständen geprüft werden, wobei sie sich genau betätigte. Auch im magnetischen Längsfeld ($\mathfrak{H} \parallel \mathfrak{J}$) tritt eine endliche Widerstandsänderung $\Delta\varrho_\parallel$ auf, die sogar etwa die Hälfte des jeweiligen Quereffektes $\Delta\varrho_\perp$ erreicht. Hiernach besitzt auch *In* kein freies Elektronengas, worüber anfänglich wegen der eintretenden Widerstandssättigung und wegen der merklichen Isotropie der magnetischen Widerstandsänderung Zweifel möglich schienen. Schließlich wird gezeigt, daß im Diagramm

$$\log(\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}) = \log[f(H/\mathfrak{r})]$$

die Möglichkeit gegeben ist, die Widerstandsänderung verschiedener Metalle rationell, unter Ausschaltung ihrer thermischen Unterschiede, zu vergleichen. Diese Kurven unterscheiden sich für Indium und Aluminium nur um einen merklich konstanten Faktor (1,6), womit die Erwartungen der Typenlehre der Metalle über die Ähnlichkeit dieser beiden Stoffe voll erfüllt werden. Im Zusammenhang mit diesen Messungen wurden Zahlenwerte für den spezifischen Widerstand und für den normalen Temperaturkoeffizienten zwischen 0° und 100° C ermittelt, die anscheinend beträchtlich von der Kristallrichtung abhängen.

Bei diesen Untersuchungen wurden wir in dankenswerter Weise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt, die uns eine technische Hilfskraft und den großen Boas-Magneten zur Verfügung stellte.

Literaturverzeichnis

1) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 383, 1936; **37**, 475, 1936 (Gold).
2) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 500, 1936; **38**, 981, 1937 (Wolfram).
3) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 105, 1938 (Aluminium).
4) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 591, 1938 (Blei).
5) E. Justi und A. Foroud, Physik. Zeitschr. **40**, 501, 1939 (Molybdän).
6) E. Justi und H. Scheffers, Metallwirtschaft **17**, 1357, 1938 (Zusammenfassung).
7) E. Grüneisen und H. Adenstedt, Ann. d. Phys. **29**, 597, 1937; **31**, 714, 1938.

8) M. Kohler, Physik. Zeitschr. **39**, 9, 1938.
9) E. Justi und H. Krämer, Physik. Zeitschr. **41**, 1940 (im Erscheinen).
10) W. Meißner und B. Voigt, Ann. d. Phys. **7**, 795, 1930.
11) W. Meißner und H. Franz, Ann. d. Phys. **13**, 555, 1932.
12) C. J. Milner, Proc. Roy. Soc. London (A) **160**, 207, 1937.
13) W. J. de Haas und P. M. van Alphen, Comm. Leiden Nr. 225a.
14) P. M. van Alphen, Diss. Leiden 1933.
15) M. Kohler, Ann. d. Phys. **16**, 530, 1933.
16) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. **16**, 530, 1933.
17) A. Eucken und F. Förster, Gött. Nachr. **1**, 43 u. 129, 1934.
18) E. Grüneisen, Handbuch der Physik, Bd. XIII/2, S. 13, Tabelle 5.

Berlin-Charlottenburg, Januar 1940.

(Eingegangen 30. Januar 1940)

Über die Gold-Chrom-Widerstandslegierung für Normalwiderstände

Von Alfred Schulze

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

In dem Bestreben, für Normalwiderstände bzw. Präzisionswiderstände höchster Genauigkeit Widerstandswerkstoffe zu erhalten, die sehr kleine Widerstandstemperaturkoeffizienten, d. h. solche in der Größenordnung von einigen Millionteln besitzen, und bei denen die zeitliche Konstanz ihrer Widerstandswerte bereits nach ganz kurzer Zeit erreicht wird, hat man fast ausschließlich Legierungen aus unedlen Metallen einer eingehenderen Untersuchung unterzogen. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um Werkstoffe, die auf dem System Kupfer-Mangan beruhen[1]). Neuerdings hat man wieder damit begonnen, Widerstandslegierungen herzustellen, bei denen das Ausgangsmetall Silber ist, doch liegen hinsichtlich ihrer Verwendungsmöglichkeit für Normalwiderstände noch keine Erfahrungen vor.

Bei Normalwiderständen aus unedlen Metallen ist man sich von vornherein klar über die Nachteile, die derartigen Widerstandswerkstoffen anhaften. Sie werden aber durch besondere Vorzüge wettgemacht.

In neuerer Zeit hat man nun wiederum versucht, Edelmetalle für Normalwiderstände zu verwenden[1]), so vor allem reines Gold und Platin. Diese haben jedoch den hohen Widerstandstemperaturkoeffizienten von etwa 4 Promille, d. h. es tritt bereits eine Widerstandsänderung von 4 Millionteln ein, wenn die Temperatur des Drahtes sich nur um 0,001° ändert. Es liegen somit bei der Verwendung von reinen Edelmetallen zu Normalwiderständen die Hauptschwierigkeiten bei der Temperaturmessung, die naturgemäß bei großen Anforderungen erhebliche Unsicherheiten mit sich führt.

Bei Edelmetall-Legierungen, insbesondere Goldlegierungen, liegen die Verhältnisse ähnlich wie bei den Widerstandswerkstoffen, die auf der Kupfer-Mangan-Basis beruhen. Dies zeigen die Arbeiten von J. O. Linde[2]) über die elektrischen Eigenschaften verdünnter Mischkristallegierungen, die hauptsächlich der Prüfung des Norburyschen Gesetzes[3]) dienen sollten, welches besagt, daß die atomare Widerstandserhöhung, die der Zusatz eines fremden Elements in einem Metall verursacht, um so größer ist, je größer der Abstand des gelösten Metalls vom Lösungsmittel im periodischen System ist. Bei diesen Untersuchungen stellte sich auch heraus, daß unter den Goldlegierungen die atomare Widerstandserhöhung für die Gold-Kobalt- und Gold-Chrom-Legierungen sehr groß ist, was auf Grund des Matthiessenschen Gesetzes auch einen starken Abfall des Widerstandstemperaturkoeffizienten nach sich zieht. Ein Zusatz von nur wenigen Gewichtsprozenten Kobalt bzw. Chrom genügt bereits, um den Temperaturkoeffizienten von 4 Promille auf Null herabzudrücken, ja ihn sogar negativ zu machen.

Thomas untersuchte aus diesem Grunde das elektrische Verhalten der Gold-Kobalt[4])- und Gold-Chrom[5])-Legierungen.

Bei den ersteren haben die Kurven des spezifischen Widerstandes und seines Temperaturkoeffizienten bei einem Kobaltgehalt von etwa 3 Proz. ein Maximum bzw. ein Minimum. Der Temperaturkoeffizient α wird hiernach Null für Legierungen mit einem Kobaltgehalt von 2,1 bis 2,3 Proz., je nach dem Zustand, in dem sich die Legierung befindet; der zugehörige spezifische Widerstand beträgt 0,30 bis 0,33 $\Omega \cdot \frac{mm^2}{m}$. Obwohl dieses Verhalten geradezu eine günstige

1) A. Schulze, Physik. Zeitschr. **38**, 598, 1937; **39**, 300, 1938; **39**, 401, 1938; **40**, 357, 1939; Metallwirtschaft **16**, 954, 1937; **17**, 437, 1938; **17**, 677, 1938; **18**, 652, 1939.

1) J. L. Thomas, Arch. f. techn. Messen 1934, Blatt Z. 111–4.
2) J. O. Linde, Ann. d. Phys. **10**, 52, 1931.
3) A. L. Norbury, Trans. Far. Soc. **16**, 570, 1921.
4) J. L. Thomas, Journ. of Res. Nat. Bur. of Stand. **14**, 589, 1935.
5) J. L. Thomas, Journ. of Res. Nat. Bur. of Stand. **13**, 681, 1934.

Voraussetzung für die Verwendung dieser Legierungen für Präzisionswiderstände wäre, sind sie hierfür doch nicht geeignet, da ihre Thermokräfte gegen Kupfer etwa ebenso groß sind wie beim Konstantan (d. h. etwa 47 Mikrovolt pro Grad). Trotz dieser hohen Thermokräfte kommt eine Verwendung dieser Legierungen als Thermoelemente nicht in Betracht, da nach eigenen Untersuchungen an der 2,3 Proz. Kobalt enthaltenden Legierung bei den höheren Temperaturen dauernde Änderungen der Thermokräfte beobachtet wurden. Im übrigen ist die Korrosion dieser Legierungen so stark, daß die Lebensdauer solcher Thermoelemente bei Verwendung selbst in dem mittleren Temperaturgebiet bis 600° C äußerst klein wäre.

Dagegen haben die Gold-Chrom-Legierungen nach jeder Richtung hin günstige Vorbedingungen für die Verwendung als Widerstandswerkstoffe für Normalwiderstände ergeben. Durch geringe Chromzusätze steigt bereits der spezifische Widerstand von reinem Gold, der bei Raumtemperatur den Wert von etwa 0,02 $\Omega \frac{mm^2}{m}$ hat, sehr stark an; er beträgt bei 1,8 Gewichtsprozent Chromzusatz etwa 0,27 $\Omega \frac{mm^2}{m}$ und bei 2,5 Proz. Chromzusatz etwa 0,41 $\Omega \frac{mm^2}{m}$ (vgl. Abb. 1). Der hiermit Hand in Hand gehende Abfall des Temperaturkoeffizienten ist außerordentlich groß. Für ein enges Konzentrationsgebiet (in der Umgebung von 2 Gewichtsprozent Chromzusatz) ist sein Verlauf

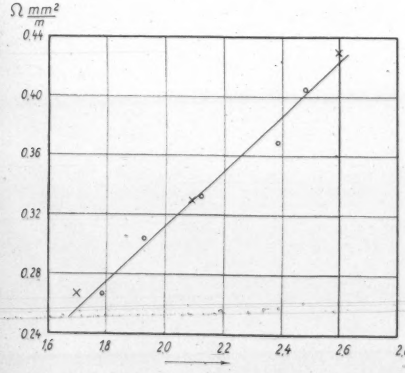


Abb. 1. Spezifischer Widerstand der Gold-Chrom-Legierungen in Abhängigkeit vom Chromgehalt.
○ Messungen von Thomas.
× Messungen von A. Schulze.

in Abb. 2 wiedergegeben. Die obere α-Kurve kommt dem hartgezogenen Zustande der Legierungen zu, während die untere dem weichen

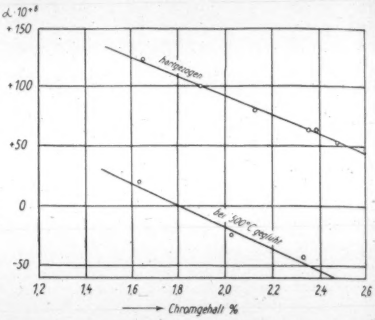


Abb. 2. Widerstandstemperaturkoeffizienten der Gold-Chrom-Legierungen in Abhängigkeit vom Chromgehalt (nach Thomas).

(durch Glühen bei 500° erreichten) Zustande entspricht.

Den Temperaturkoeffizienten Null bei 20° C kann man nun auf zweierlei Weise erhalten. Der eine Weg ist der, die Legierung mit 1,8 Proz. Chrom im Vakuum bei 500° zu glühen. Bei dem anderen Wege wählt man eine Legierung innerhalb des Bereiches von etwa 2,1 bis 2,4 Proz. Chrom und tempert sie längere Zeit (d. h. bis zu mehreren Tagen) bei etwa 150° C, bis der Temperaturkoeffizient Null erreicht ist. In diesem Falle befindet sich die Legierung in einer Art Zwischenzustand, ähnlich wie das Manganin nach der Alterung bei 140° C. Bei diesem steigt der Widerstand um den nicht unerheblichen Betrag von etwa 3 Proz. an.

Die hier dargestellten Versuchsergebnisse finden sich auf Grund eigener Messungen an 1,70, 2,10 und 2,60 Proz. Chrom enthaltenden Goldlegierungen in voller Übereinstimmung mit denen von Thomas.

Da sich das Mangan im allgemeinen dem Chrom sehr ähnlich verhält, wurden auch einige Gold-Mangan-Legierungen, und zwar mit 1,7, 2,1 und 2,6 Gewichtsprozent Mangan, auf ihr elektrisches Verhalten untersucht. Es mußte indessen festgestellt werden, daß die Gold-Mangan-Legierungen als Widerstandswerkstoff nicht in Frage kommen, da ihre Widerstandstemperaturkoeffizienten nach der Alterung in der Umgebung der Raumtemperatur 2 bis $3 \cdot 10^{-4}$ betragen.

Es hat sich hiernach gezeigt, daß die Gold-Chrom-Legierungen mit etwa 2,1 Gewichtsprozent Chrom für den vorliegenden Zweck als

besonders geeignet erscheinen wegen der hierbei vorhandenen günstigen Alterungsbedingungen.

Für die im folgenden besprochenen Untersuchungen und für die Herstellung von Widerständen wurde daraufhin eine neue Schmelze hergestellt mit einem Chromgehalt von 2,05 Gewichtsprozent[1]). Ihr spezifischer Widerstand bei 20° beträgt:

$$\sigma = 0{,}33\,\Omega\,\frac{\text{mm}^2}{\text{m}};$$

er ist somit um etwa 25 Proz. kleiner als der des Manganins und etwa 16mal größer als der des reinen Goldes. Die Härte dieser Drähte entspricht etwa der des reinen Goldes. Die Thermokraft gegen Kupfer ist höher als bei Manganin (1 Mikrovolt pro Grad) und beträgt 7–8 Mikrovolt pro Grad. Da bei der Erhitzung dieser Legierung in Luft sich auf der Drahtoberfläche eine dünne Chromoxydschicht bildet, die am besten mit Königswasser abgebeizt wird, empfiehlt es sich, die Alterung auf alle Fälle im Vakuum oder in neutraler Atmosphäre vorzunehmen.

Der Verlauf des elektrischen Widerstandes in der Umgebung der Raumtemperatur erfolgt gemäß der Gleichung:

$$W = W_{20}(1 + \alpha\,(t - 20) + \beta\,(t - 20)^2)\,.$$

Die β-Werte sind jedoch sehr klein, so daß die Abweichung von der Linearität sehr gering ist.

Es entsteht nunmehr die Frage, ob ein derartiger Widerstandsverlauf sich bei dieser Legierung über einen größeren Temperaturbereich erstreckt, oder ob in den tieferen und in den höheren Temperaturbereichen ein anderer Kurvencharakter vorhanden ist.

Zu diesem Zweck wurden einige Widerstände aus 0,3 mm starkem Draht, der auf Porzellanrollen gewickelt war, hergestellt und in dem Temperaturbereich zwischen $-200°$ und $+200°$ C untersucht. Zunächst wurde die Widerstandstemperaturkurve der Legierungen im kaltverformten Zustande (Kurve *a* in Abb. 3) aufgenommen. Der Widerstandstemperaturkoeffizient bei 20° C betrug hierbei etwa 110 Milliontel. Dann wurde die Legierung so lange getempert, bis sie bei 20° C einen Temperaturkoeffizienten von etwa 5 Millionteln hatte (Kurve *b* in Abb. 3). Bei einem anderen Widerstand wurde ein Temperaturkoeffizient von -1 Milliontel bei 20° (Kurve *c*) erreicht, und schließlich wurde noch ein weiterer Widerstand so lange getempert, bis ein Temperaturkoeffizient von -22 Millionteln bei 20° C erzielt wurde (Kurve *d* in Abb. 3). Wie man sieht, haben die 4 Widerstandstemperaturkurven der Gold-Chrom-Legierung einen S-förmigen Verlauf, der für den kaltverformten Zustand am steilsten ist. Im getemperten Zustande durchläuft die Kurve *b* in der Nähe der Raumtemperatur ein Maximum, das sich mit

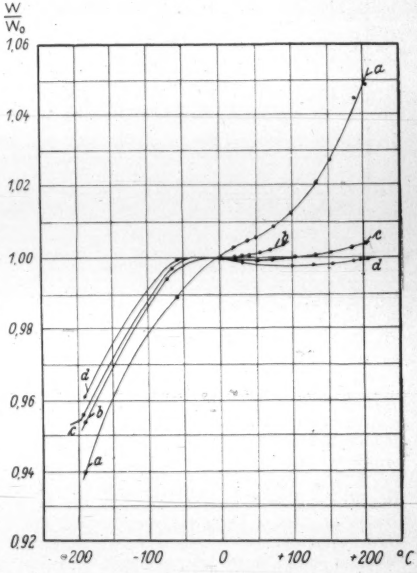


Abb. 3. Widerstandstemperaturkurven der Gold-Chrom-Lepierung (mit 2,05 Proz. Chrom) nach verschiedener thermischer Behandlung.

Kurve a: kaltgeformt, Temperaturkoeffizient bei 20°: $\alpha = +110 \times 10^{-6}$.
Kurve b: getempert; Temperaturkoeffizient bei 20°: $\alpha = +5 \times 10^{-6}$.
Kurve c: getempert; Temperaturkoeffizient bei 20°: $\alpha = -1 \times 10^{-6}$.
Kurve d: getempert; Temperaturkoeffizient bei 20°: $\alpha = -22 \times 10^{-6}$.

weiterer Abnahme des Temperaturkoeffizienten zu niedrigeren Temperaturen verschiebt. Die sich aus den Widerstandstemperaturkurven ergebenden Temperaturkoeffizientenkurven sind in der Abb. 4 dargestellt. Sie lassen erkennen, daß der Bereich, in dem die Temperaturkoeffizienten nahezu Null sind, relativ klein ist, aber für den beabsichtigten Zweck der Verwendung zu Normalwiderständen ausreicht.

1) Die für diese Untersuchungen erforderlichen Goldlegierungen wurden der Reichsanstalt in entgegenkommender Weise von der Firma W. C. Heraeus in Hanau a. M. zur Verfügung gestellt. Es sei ihr daher auch an dieser Stelle der Dank ausgesprochen.

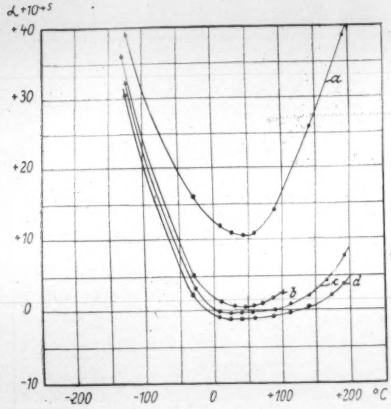


Abb. 4. Widerstandstemperaturkoeffizienten der Gold-Chrom-Legierung (mit 2,05 Proz. Chrom) nach verschiedener thermischer Behandlung.
Kurve a: kaltgeformt; $\alpha_{20} = +110 \times 10^{-6}$.
Kurve b: getempert; $\alpha_{20} = +5 \times 10^{-6}$.
Kurve c: getempert; $\alpha_{20} = -1 \times 10^{-6}$.
Kurve d: getempert; $\alpha_{20} = -22 \times 10^{-6}$.

Interessant ist, daß ebenso wie bei den Nickel-Chrom-Legierungen auch bei den Gold-Chrom-Legierungen ein S-förmiger Verlauf der Widerstandstemperaturkurven festgestellt wurde[1]). Auch bei den Widerstandslegierungen der Kupfer-Mangan-Gruppe (Manganin, Isabellin, Novokonstant) ergibt sich dasselbe Bild. Dieses eigenartige Verhalten, das durch das Inlösunggehen der beiden nahe verwandten Metalle Mangan und Chrom hervorgerufen wird, ist höchstwahrscheinlich auf den komplizierten Gitterbau dieser beiden Metalle zurückzuführen.

Aus der Gold-Chrom-Legierung mit 2,05 Gewichtsprozent Chrom wurde nun eine Reihe von Normalwiderständen hergestellt. Für Widerstände von

1 Ω	wurden Drähte von	0,6	mm	Durchmesser
10 Ω	,, ,,	0,3	mm	,,
100 Ω	,, ,,	0,1	mm	,,
1000 Ω	,, ,,	0,04	mm	,,

verwendet. Der Draht war bifilar auf einem mit Gewinde versehenen Porzellanrohr (65 mm lang und 35 mm äußerer Durchmesser) aufgewickelt. Sodann wurde er in einem mit Argon gefüllten Rohr aus *K*-Masse 16–20 Stunden bei etwa 200° C getempert und anschließend langsam bis auf Raumtemperatur abgekühlt. Bei einzelnen Widerständen war die Alterungszeit beträchtlich höher. Es zeigte sich, daß je öfter ein Widerstand gealtert werden mußte, um den Temperaturkoeffizienten auf den Nullwert herunterzubekommen, er um so träger hinsichtlich der Verkleinerung des Temperaturkoeffizienten wurde. Nach dem Abgleichen wurde der Widerstand mit einer dünnen Schicht aus Bakelitlack bestrichen und darauf etwa 2 Stunden auf einer Temperatur von 80° gelassen, bis der Lack getrocknet war.

Die Enden des Gold-Chrom-Drahtes waren an Kupferringe hart angelötet. Um eine haltbare Lötung zu erreichen, mußte der Legierungsdraht zuvor mit einer dünnen Kupferschicht überzogen werden. Die Kupferringe waren in der üblichen Weise durch Verschraubung und Weichlötung mit den inneren Enden der Kupferbügel verbunden.

Eine Reihe der so hergestellten Gold-Chrom-Widerstände konnte bereits über 3 Jahre laufend beobachtet werden. Sie haben durchweg sehr kleine Temperaturkoeffizienten, wie an den Beispielen aus der Zahlentafel I zu ersehen ist.

Zahlentafel I

Temperaturkoeffizienten der Gold-Chrom-Widerstände

Widerstand	$\alpha \cdot 10^6$	$\beta \cdot 10^6$
1_1	−1,1	−0,01
1_2	−0,79	+0,02
1_5	−3,34	+0,12
10_3	−4,47	−0,10
10_5	−2,42	−0,09

Für die 1 Ω-Widerstände (1_1, 1_2 und 1_5) und für zwei 10 Ω-Widerstände (10_3 und 10_5) ist der zeitliche Verlauf in der Abb. 5 wiedergegeben. Mit den Beobachtungen wurde kurze Zeit, d. h. 1–2 Wochen nach der Fertigstellung der Widerstände begonnen. Hiernach haben sich die Widerstände während der ganzen Beobachtungszeit um 1–2 Hunderttausendstel geändert. Bei den 10 Ω-Widerständen fallen die periodischen Schwankungen der Widerstandswerte ins Auge, Das Ansteigen der Werte beginnt in den Sommermonaten, ihr Maximum fällt mit dem Maximum der relativen Luftfeuchtigkeit zusammen. Dieses Verhalten ist mit dem Quellen des Lackes infolge der Feuchtigkeitsaufnahme und der daraus resultierenden Dehnung des Widerstandsdrahtes zu erklären, wie es bei den Manganwiderständen seit langem bekannt ist[1]). Auch bei den 1 Ω-Widerständen ist in der Abb. 5 ein deutlicher

1) A. Schulze, Metallwirtschaft **18**, 35, 1939.

1) St. Lindeck, Zeitschr. f. Instr.kde. **28**, 229, 1908.

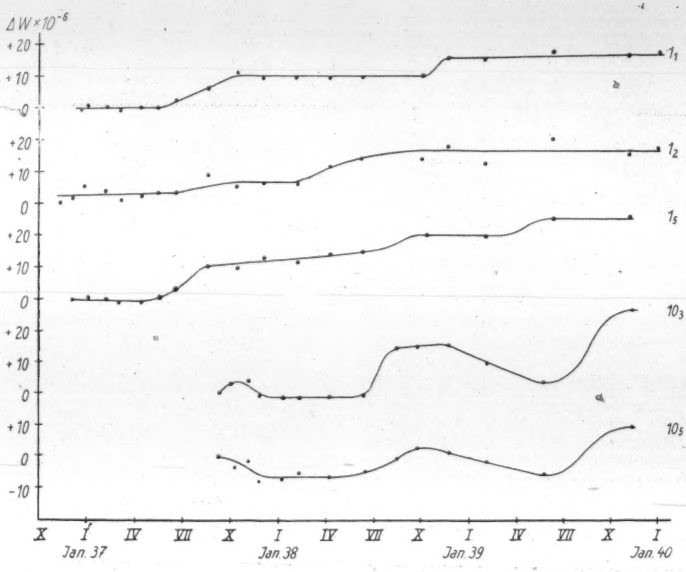


Abb. 5. Widerstandswerte einiger Gold-Chrom-Widerstände in ihrer zeitlichen Abhängigkeit.

Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf den elektrischen Widerstand zu erkennen. Hier tritt ebenfalls in den Sommermonaten, d. h. in der Zeit größerer Luftfeuchtigkeit, eine Widerstandszunahme auf, die jedoch nicht wieder zurückgeht. Es ist nicht ausgeschlossen, daß dies mit einer sehr niedrigen Elastizitätsgrenze des Werkstoffs zusammenhängt. Auffällig ist, daß trotz der dünnen Lackschicht, mit der diese Widerstände überzogen sind, ein Einfluß auf den elektrischen Widerstand festzustellen ist. Dies spricht dafür, daß der Widerstandswerkstoff mechanischen Beanspruchungen gegenüber äußerst empfindlich ist. In der Tat konnte ganz allgemein festgestellt werden, daß Widerstandswerkstoffe in dieser Hinsicht um so empfindlicher werden, je mehr sich der Widerstandstemperaturkoeffizient durch die thermische Behandlung dem Nullwert nähert. Es ist daher jetzt damit begonnen worden, diesen Zustand näher zu untersuchen.

Zur Ergänzung der in Abb. 5 dargelegten Ergebnisse wurden mehrere Widerstände bei verschiedener relativer Feuchtigkeit, die durch Schwefelsäure-Wasser-Gemische definiert war, gemessen. Als Beispiel ist das Verhalten von zwei 1 Ω- und von zwei 10 Ω-Widerständen in Zahlentafel II angeführt.

Zahlentafel II

Abhängigkeit der Gold-Chrom-Widerstände von der Luftfeuchtigkeit

Relative Feuchtigkeit Proz.	Elektrischer Widerstand			
	1_1	1_2	10_3	10_5
35	$1{,}000032_5$	$1{,}000131_0$	$10{,}00219_3$	$10{,}00044_5$
45	—	1327_1	—	—
50	36_5	—	2231_1	48_1
55	—	1333_3	—	—
65	40_2	1306_0	2307_1	51_8

Hier ist die Widerstandszunahme mit steigendem Feuchtigkeitsgehalt der Luft deutlich zu erkennen. Während sie bei 1_2 nur einige Millionstel bei 30 Proz. Feuchtigkeitsänderung beträgt, wurde bei dem Widerstand 10_3 sogar eine Widerstandszunahme von mehr als einem Hunderttausendstel beobachtet. Die relativ große Streuung der einzelnen Beobachtungen, wie sie in Abb. 6 zum Ausdruck kommt, ist somit ohne weiteres erklärlich.

Stellt man an die Gold-Chrom-Legierungen Ansprüche auf höchste Genauigkeit, so dürfen diese nur im Raum mit konstanter Feuchtigkeit belassen werden.

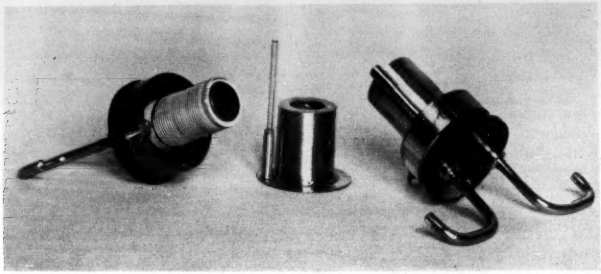


Abb. 6. Ein 10 Ω-Gold-Chrom-Widerstand.

Um den Feuchtigkeitseinfluß gänzlich zu beseitigen, wurden unter Berücksichtigung der bisher gemachten Erfahrungen einige neue Gold-Chrom-Widerstände hergestellt, bei denen keinerlei Lack verwendet wurde. Die Spule war in einem Messinggehäuse eingebaut und damit von der Außenluft abgeschlossen (s. Abb. 6). Das Innere des Gehäuses war mit einem neutralen Gas, und zwar mit Argon, gefüllt. Diese Konstruktion soll eine völlige Unabhängigkeit von der Luftfeuchtigkeit gewährleisten. Derartige Widerstände werden bereits seit 7 Monaten laufend beobachtet; endgültige Ergebnisse sind also noch abzuwarten.

Wie oben angegeben, betragen die Gesamtänderungen der Widerstände im Laufe von 2 bis 3 Jahren nur 1–2 Hunderttausendstel. Dies spricht durchaus für die Brauchbarkeit der Gold-Chrom-Legierung als Werkstoff für Normalwiderstände. Die Widerstandsänderungen werden wahrscheinlich bei Ausschalten des Feuchtigkeitseinflusses noch geringer sein.

Zusammenfassung

Da unter den untersuchten Goldlegierungen die Gold-Chrom-Legierungen als einzige zur Verwendung für Widerstandswerkstoffe in Frage kommen, wurde eine Legierung mit 2,05 Gewichtsprozent Chrom gewählt. Der spezifische Widerstand dieser Legierung beträgt bei Raumtemperatur 0,33 $\Omega \frac{mm^2}{m}$ und ihre Thermokraft gegen Kupfer 7–8 Mikrovolt pro Grad. Durch geeignete Temperung kann der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes von über 100 Milliontel auf null gebracht werden. Die Widerstandstemperaturkurven, die in dem Temperaturbereich von -200 bis $+200°$ C untersucht worden sind, ergeben einen S-förmigen Verlauf, ebenso wie die Nickel-Chrom-Legierungen und diejenigen, welche auf dem System Kupfer-Mangan basieren. Der Temperaturbereich, in dem die Temperaturkoeffizienten sehr klein sind, ist somit relativ eng, aber für die Verwendung zu Normalwiderständen ausreichend.

Eine Reihe von Gold-Chrom-Widerständen wurde hergestellt und etwa 3 Jahre laufend beobachtet. Während dieser Zeit wurden Widerstandsänderungen von etwa 2 Hunderttausendstel festgestellt. Legierungsdrähte mit Lacküberzug zeigen eine geringe Abhängigkeit des Widerstandes von der Luftfeuchtigkeit. Die Untersuchungen haben ergeben, daß die Gold-Chrom-Legierung als Widerstandswerkstoff für Normalwiderstände geeignet ist.

Berlin-Charlottenburg, im Januar 1940.

(Eingegangen 6. Februar 1940)

Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld bei freier Konvektion um eine waagerechte quadratische Platte

Von Werner Kraus[1])

1. Einleitung

Die punktweise Ausmessung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern um geheizte Körper in Luft bei freier Konvektion wurde gegenüber der Bestimmung der Gesamtwärmeabgabe, die keinen Einblick in die Einzelheiten gibt, verhältnismäßig selten vorgenommen.

Nußelt und Jürges [1] führten die Ausmessung des Temperaturfeldes um eine senkrechte, quadratische Platte von 50 cm Kantenlänge, die mit Dampf beheizt wurde, durch. Die Wärmeabgabe einer senkrechten, ebenen Platte an ruhende Luft war schon von L. Lorenz [17] theoretisch untersucht worden, aber unter der den Vorgang sehr vereinfachenden, von der

1) D 15.

Wirklichkeit abweichenden Annahme, daß Temperatur und Geschwindigkeit der Luft nur von der Entfernung von der Platte abhängen und auf zur Platte parallelen Ebenen jeweils konstant sind. Nußelt und Jürges verbesserten diese Theorie durch Berücksichtigung des zur Erzeugung der Geschwindigkeit notwendigen, nicht reversiblen Energieaufwandes, behielten aber die erwähnte Vereinfachung bei.

Erst E. Schmidt und W. Beckmann [4], die an zwei senkrechten, elektrisch beheizten Platten von 12×25 cm² und 50×50 cm² neben dem Temperaturfeld erstmalig das Geschwindigkeitsfeld gemessen haben, konnten die Ergebnisse ihrer Versuche mit einer erweiterten Theorie vergleichen, die frei ist von den Lorenzschen Vereinfachungen und nur voraussetzt, daß die Dicke der Grenzschicht klein ist gegen die Höhe der Platte.

In Fortsetzung dieser Versuche ermittelte K. Jodlbauer [9] das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld um drei elektrisch beheizte, waagerechte Kreiszylinder von 20, 50 und 90 mm Durchmesser bei Oberflächentemperaturen von 50–150° C. Die Temperaturfelder unterschieden sich merklich von früher von B. Ray [16] gemessenen.

Bei allen diesen Arbeiten war zweidimensionale Strömung annähernd gegeben. Demgegenüber ermittelte erstmalig R. Weise [2] in zwei ausgezeichneten Richtungen (diagonal und transversal) die Temperaturverteilung um eine waagerechte, quadratische Platte von 16 cm Kantenlänge, also für einen räumlichen Fall.

Die vorliegende Arbeit bedeutet insofern eine Fortsetzung der Arbeit von Weise, als hier an einer waagerechten, quadratischen Platte von 24 cm Kantenlänge das gesamte Temperaturfeld aufgenommen wurde. Weiterhin aber wurde jetzt auch das Geschwindigkeitsfeld gemessen. Während die Ausmessung eines räumlichen Temperaturfeldes gegenüber der eines ebenen keine wesentlichen Erschwerungen mit sich bringt, erfordert diejenige eines räumlichen Geschwindigkeitsfeldes besondere Erwägungen und Maßnahmen, die einen wesentlichen Teil der vorliegenden Arbeit ausmachen. Erreicht wurde die Ausmessung des Geschwindigkeitsfeldes auf der Unterseite der Platte völlig, auf der Oberseite längs der Diagonalen und der Transversalen.

2. Versuchsanordnung und Meßgeräte

a) Allgemeiner Überblick

Die Versuchsanordnung zur Messung des Temperaturfeldes wurde im wesentlichen bereits früher im hiesigen Laboratorium durch Weise [2] entwickelt, auf dessen Veröffentlichung hiermit ausdrücklich verwiesen sei. Trotzdem soll auch von den älteren Bestandteilen das Hauptsächliche kurz hier geschildert werden.

Die Versuchsplatten wurden innerhalb eines 2×2 m² Bodenfläche umfassenden Holzgerüstes aufgehängt. Die Aufhängedrähte waren mit Spannschlössern an den vier, 2 m hohen Eckpfosten des Gerüstes derart befestigt, daß sich die Platten etwa im Schnittpunkt der Raumdiagonalen des $6 \times 6 \times 4{,}25$ m³ großen Versuchszimmers befanden. Die Drähte für die elektrische Heizung sowie die Drähte der Thermoelemente zur Bestimmung der Temperatur der Plattenoberfläche führten waagerecht zum Holzgerüst und von dort zu den außerhalb des Gerüstes aufgestellten elektrischen Instrumenten. Der gläserne Haltestift des zur Geschwindigkeitsfeldmessung benutzten Quarzfadens (vgl. Abschnitt 2, c) oder die Gabel, in die das zur Temperaturfeldmessung verwendete Thermoelement eingespannt war (vgl. Abschnitt 2, d), wurden an einer Schwenkvorrichtung befestigt. Diese wurde an eine Schiene geschraubt, welche ihrerseits mit einem Trieb starr verbunden war, der zur senkrechten Verstellung des Quarzfadens bzw. des Thermoelementes diente. Der Trieb war drehbar auf einem U-Eisen angebracht und dieses mit einem Kreuzsupport verschraubt, so daß die Schwenkvorrichtung mit dem Meßgerät in der Waagerechten je 25 cm in zwei zueinander senkrechten Richtungen verschoben werden konnte. Der Support stand auf einem 2 m hohen Zementsockel, um einen festen Stand zu gewährleisten.

Um die Schwenkvorrichtung mit den Meßgeräten von außerhalb des Holzgerüstes in der Senkrechten verschieben zu können, war der Trieb mit einer Schnecke gekoppelt, die durch einen Motor oder von Hand mittels einer biegsamen Welle bewegt werden konnte. Dem Kreuzsupport gegenüber befand sich, ebenfalls auf einem Steinsockel, ein zur Abstandsbestimmung der Meßgeräte von der Plattenoberfläche dienendes Kathetometer.

b) Versuchsplatten und Einbau der Thermoelemente

Als Material für die Versuchsplatten wurde auf Grund früherer Versuche von Weise [2] reines Aluminium verwendet. Die zur Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessung benutzte Platte hatte die Maße $240 \times 240 \times 15$ mm³, während die zur Prüfung der Ähnlichkeit außerdem verwendeten $220 \times 220 \times 13{,}75$ mm³ und $260 \times 260 \times 16{,}25$ mm³ maßen. Jede der drei Platten bestand aus zwei Einzelplatten und

einem Rahmen (Fig. 1), dessen Dicke so gewählt war, daß ein Heizgitter und eine das Heizgitter umgebende Isolierschicht aus dünnem Asbestpapier Platz hatte. Einzelplatten und Rahmen waren außerdem so bemessen, daß sie miteinander verschraubt die erforderliche Gesamtdicke besaßen. Dazu wurden sie in der Drehbank plan gedreht und der Rahmen aus einer ebenso behandelten Platte ausgeschnitten. Die Oberfläche wurde auf Hochglanz poliert.

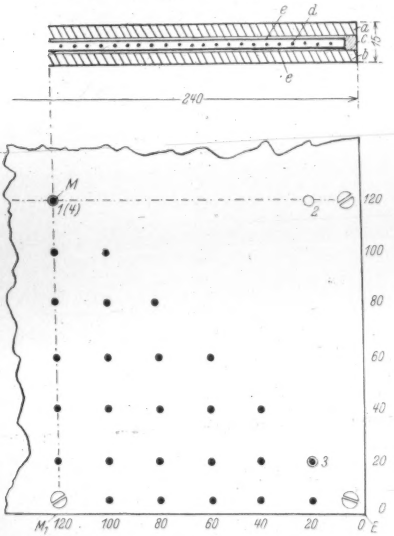


Fig. 1. Schnitt und Teilaufsicht der Versuchsplatte. Schnitt: a = obere, b = untere Einzelplatte, c = Rahmen, d = Heizgitter, e = Isolation. Teilaufsicht: Die Nummern 1–4 bezeichnen die Temperaturmeßstellen für die Oberflächentemperatur der Platte. 1–3 an der Oberseite, 4 an der Unterseite der Platte. • bezeichnet die Punkte der Oberfläche, über bzw. unter denen die Temperaturverteilungen in der Senkrechten aufgenommen wurden.

Zur Messung der Oberflächentemperatur dienten Thermoelemente aus Silber-Konstantandrähten von 0,2 mm Durchmesser. Diese Thermoelemente wurden in Nuten von 1 mm Breite und 1 mm Tiefe eingelegt, die auf der Innenseite der Einzelplatten eingefräst waren und bis an die Temperaturmeßstelle führten. Dort wurde bis dicht unter die Oberfläche ein Loch gebohrt, in das die Lötperle mit einer Madenschraube eingeschraubt wurde.

Die Verteilung der Lötstellen über die Plattenoberfläche zeigt Fig. 1. Die innerhalb der Platte durch dünne Glasröhrchen isolierten Thermoelementdrähte führten zu einem doppelpoligen Umschalter, wo jedes über die Eisstelle an das Galvanometer (Siemens & Halske, 1 Skt. = 0,0001 V) geschaltet werden konnte. Die Thermoelemente wurden vor dem Einbau in einem elektrischen Ofen in Luft, die von einem Wirbler gut durchmischt wurde, bis zu 38° C geeicht, indem sie mit einem von der PTR. geeichten verglichen wurden.

Die Platte wurde elektrisch geheizt. Eine Akkumulatorenbatterie (220 V) wurde mit dem städtischen Netz (330 V) gepuffert. Strom und Spannung der aufgewendeten Heizenergie wurden mit einem 10-Ohm-Instrument gemessen.

R. Weise [2] zeigte, daß bei Verwendung handelsüblicher Heizgitter in der Mitte der Platte eine weit höhere Oberflächentemperatur als an den Rändern herrscht. Als Ergebnis von Versuchen [2] wurde durch Ausschneiden eines quadratischen Stückes aus der Mitte des Heizgitters die Form gefunden, die der Forderung möglichst gleicher Temperatur an allen Punkten der Oberfläche der Platten entsprach.

c) Quarzfadenanemometer

Die Messung der Geschwindigkeiten geschah mit dem von E. Schmidt [3] angegebenen Quarzfadenanemometer, bei dem sich ein an einem Ende festgehaltener Quarzfaden unter dem Einfluß der Strömung nach Art eines elastischen Balkens ausbiegt, wobei dann der Abstand der Fadenspitze von der Ruhelage ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit ist. Der benutzte Faden war etwa 2 cm lang und hatte 0,006 mm im Durchmesser. Das eine Ende wurde in eine Glaskapillare von 10 cm Länge und 1,5 mm Wandstärke eingeschmolzen. Dann wurde, von dem eingeschmolzenen Ende aus gerechnet, 0,5 cm der Kapillare rechtwinklig umgebogen. Das Einschmelzen in die Kapillare hat den Vorteil, daß der Faden nach allen Richtungen des Halbraumes, in den er ragt, sehr gut und vor allem nach jeder Richtung gleichmäßig ausbiegbar ist. Diese letztere Voraussetzung muß erfüllt sein, da der Faden nur in einer Richtung geeicht wird, aber für beliebige Richtungen bei der Messung verwendet werden muß. Die Kapillare wurde zur Einstellung des Fadens in die gewünschte Waagerechte an einer „kardanischen" Schwenkvorrichtung befestigt.

Der Ausschlag der Fadenspitze wurde über der Platte unmittelbar, unter der Platte unmittelbar und nach einer Spiegelung an einem um 45° gegen die Waagerechte geneigten Kristallglasspiegel von 200 × 200m m², der sich in

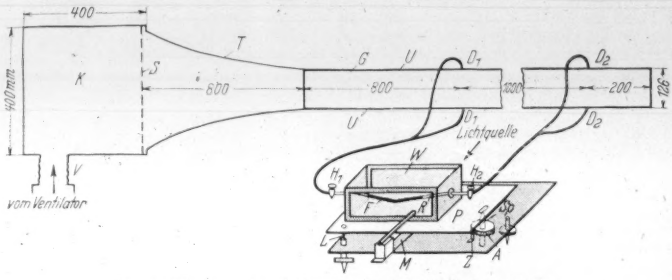


Fig. 2. Windkanal und Toeplersche Libelle (schematisch).
A = Ablesetrommel, DD = Druckabfallmeßstellen, G = Kanalwände aus Glas, HH = Sperrhähne, F = Flüssigkeitsfaden im Libellenrohr R, L = Saphirlagerung, M = Beobachtungsmikroskop, S = Gleichrichtersieb, Sp = feingängige Schraubenspindel (Ganghöhe = 0,3 mm), W = Wasserbad, T = Einlauftrompete, U = Vierkantmessingschienen, V = elastisches Zwischenstück, Z = Zeiger, K = Luftkammer.

genügend großem Abstand (~ 0,75 m) unter der Platte befand, in einem mit Okularmikrometer versehenen Kathetometerfernrohr abgelesen. Die Beobachtung ohne Spiegelung lieferte nur senkrechte Komponenten, während die zusätzliche Spiegelung die waagerechten ergab. Das Verfahren mit Spiegelung konnte nur bei Messungen an der Unterseite der Platte benutzt werden, da ein Spiegel über der Oberseite der Platte, ohne den aufsteigenden Heißluftstrom zu stören, nicht hoch genug angebracht werden konnte. Daher mußte zur Bestimmung der Geschwindigkeiten auf der Oberseite der Platte ein besonderes, noch in Abschnitt 4, a zu beschreibendes Meßverfahren angewendet werden.

Der Quarzfaden wurde von einer am Holzgerüst angebrachten Lichtquelle, deren Licht durch eine Linse auf den Faden geworfen wurde, beleuchtet, so daß er sich von einem hinter ihm befindlichen schwarzen Schirm gut abhob und im halbdunklen Gesichtsfeld des Fernrohrs als heller Strich scharf zu sehen war. Zur Abstandsbestimmung der Quarzfadenspitze von der Plattenoberfläche diente ebenfalls das Kathetometer.

Zur Eichung des Fadens wurde ein Windkanal benutzt (Fig. 2) mit rechteckigem Querschnitt von $12{,}6 \times 1{,}2$ cm². Mit diesen Abmessungen [4] erhält man in der durch den Mittelpunkt des Querschnitts gehenden waagerechten Ebene eine gute parabolische Geschwindigkeitsverteilung. Über die Justierung des Fadens vor dem Windkanal vergleiche weiter unten.

Die Strömungsgeschwindigkeit wurde aus dem Druckabfall einer 1 m langen Meßstrecke und der Cornishschen [5] Geschwindigkeitsverteilung bei laminarer Strömung für das rechteckige Rohr bestimmt. Es ist für rechteckige Kanäle ebenso wie für Kreisrohre [18] $Re_{\text{krit.}} = \frac{w \cdot \mathfrak{r}}{\nu}$ etwa gleich 1160 zu setzen, wobei w die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, ν die kinematische Zähigkeit und

$$\mathfrak{r} = 2 \times \text{Querschnittsfläche} : \text{Umfang}$$

den hydraulischen Radius bedeuten.

Bei einer Lufttemperatur von 20° C, entsprechend einer kinematischen Zähigkeit $\nu = 0{,}15$ cm/sec und $\mathfrak{r} = 1{,}096$ cm erhält man als kritische Geschwindigkeit $w_{\text{krit.}} = 160$ cm/sec. Ausgebildete Laminarströmung [6] ist für $l/\mathfrak{r} \cdot Re > 0{,}115$ vorhanden, wobei l die Länge des Kanals vom Ende der Düse bis zur Meßstelle, $\mathfrak{r}$ der hydraulische Radius und Re die Reynoldssche Zahl, bezogen auf $\mathfrak{r}$, sind. Nimmt man bei 20° C als Höchstgeschwindigkeit 80 cm/sec entsprechend $Re \approx 580$ an, so ist für $l > 73$ cm laminare Strömung ausgebildet. Da die Eichungen nie bis zu Geschwindigkeiten von 80 cm/sec stattfanden, sondern stets bei kleineren Geschwindigkeiten, herrschte sowohl im Austrittsquerschnitt wie auch bereits an der ersten Druckabnahmestelle ($l = 80$ cm) stets ausgebildete Laminarströmung (Fig. 2).

Der Kanal (Fig. 2) hatte Seitenflächen aus Glas und Deckflächen aus Vierkantmessing. Die Druckabnahmestellen befanden sich im Messing in Form von konischen Anbohrungen, die nach Angaben von E. Estel [7] ausgeführt wurden. Dadurch wurde der Fehler der Druckanzeige, der z. B. durch Grat an den Bohrungen entstehen kann, vernachlässigbar klein gehalten. Der Kanal hatte eine gut abgerundete Einlauftrompete, in die ein Zentrifugalventilator durch eine kubische Luftkammer und ein Gleichrichtersieb Luft preßte. Da der Druckabfall bei kleinen Geschwindigkeiten außerordentlich klein

ist, mußte ein empfindliches Manometer benutzt werden. Der Druckabfall bei 1 m Meßstrecke und einer Geschwindigkeit von 5 cm/sec beträgt in unserem Fall rund $85 \cdot 10^{-5}$ g/cm². Die Toeplersche Libelle [8] genügte den Anforderungen, da sie noch Drucke von $1 \cdot 10^{-5}$ g/cm² anzeigt. Die Genauigkeit für eine Geschwindigkeit von 5 cm/sec ist somit etwa 1 Proz. und steigt mit wachsenden Geschwindigkeiten.

Die Libelle (Fig. 2) besteht im wesentlichen aus einem in der Mitte schwach geknickten (1,5°), gut zylindrischen, 3 mm weiten, dünnwandigen Glasröhrchen R, das einen Flüssigkeitsfaden F (Xylol) enthält. Dieser verschiebt sich bei Druckdifferenzen zwischen den Enden. Die Verschiebung des Meniskus wird in einem Mikroskop M, das mit P fest verbunden ist, beobachtet und durch Heben oder Senken des befestigten Libellenröhrchens vermittels einer feingängigen Schraubenspindel Sp mit genau bekannter Ganghöhe (0,3 mm) kompensiert. Die Zuleitungen H_1D_1 und H_2D_2 von den Anbohrungen zur Libelle sind gegen Wärmeeinflüsse isoliert, und das Libellenröhrchen befindet sich zur Temperaturkonstanz in einem Wasserbad W.

Die Messung des Druckabfalles mit der Libelle [8] kann prinzipiell auf zwei Arten erfolgen. Entweder wird die Druckdifferenz aus der Verschiebung des Flüssigkeitsfadens längs des festen Libellenrohres und der Kenntnis des Knickwinkels dieses Rohres ermittelt, oder man bestimmt sie durch das noch zu beschreibende Kompensationsverfahren.

Dieses Verfahren wurde, da es viele Vorzüge besitzt, angewendet. Es bedarf dabei nicht der Kenntnis des Knickwinkels oder der Prüfung der Geradheit der Rohrschenkel. Verschiedenheit der Rohrquerschnitte und damit Verschiedenheit der Kapillarkräfte haben keinen Einfluß; ebenfalls wird der Einfluß der Wärmeausdehnung der Meßflüssigkeit durch diese Methode ausgeschaltet.

Das Verfahren besteht nun darin, daß ein kleiner Überdruck Δp auf der einen Seite der Libelle durch eine Hebung Δh der in den Lagern L drehbaren Platte P kompensiert wird, wenn $\Delta h \cdot \gamma = \Delta p$ ist, wobei γ das spezifische Gewicht der Meßflüssigkeit ist. Wird aber die Hebung durch Neigung der Drehplatte P (Fig. 2) um den in Bogenmaß gemessenen Winkel $\Delta\alpha$ bewirkt, dann ist $\Delta h = \lambda \cdot \Delta\alpha$, wobei λ der an einem Spiegelmaßstab abzulesende waagerechte Abstand der beiden Menisken ist (Fig. 3). Bedeutet nun q denjenigen Winkel, welcher einer

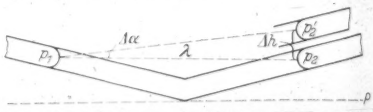


Fig. 3. Zur Erläuterung des Kompensationsverfahrens bei der Toeplerschen Libelle.

P = Drehplatte, λ Meniskusabstand bei der Kompensation, $\Delta\alpha$ = Neigungswinkel der Drehplatte P gegen ihre Ruhelage nach der Kompensation, Δh = Höhendifferenz der Menisken p_2 und p'_2 nach der Neigung um $\Delta\alpha$.

Drehung um je einen Teilstrich der Ablesetrommel entspricht, und sind Δz die Ablesungen an der Trommel, so ist

$$\Delta h = \lambda \cdot q \cdot \Delta z \qquad (1)$$

und

$$\Delta p = \lambda \cdot \gamma \Delta z \cdot q \ . \qquad (2)$$

q ist für jede Libelle eine Konstante, die sich aus der Ganghöhe der Schraubenspindel Sp, dem Dreharm von P (vgl. Fig. 2) und der Zahl der Teilstriche auf der Trommel A ermittelt. Sie bleibt innerhalb der Beobachtungstemperatur unverändert, weil Schraubenspindel und Drehplatte aus Material fast gleicher Wärmeausdehnung bestehen (Messing und Neusilber). Für unsere Libelle war $q = 0{,}2439 \cdot 10^{-5}$.

Nun ist die Geschwindigkeitsverteilung bei laminarer Strömung durch ein Rohr von rechteckigem Querschnitt mit a und b als halben Seitenlängen von R. J. Cornish [5] berechnet worden. Es ist

$$u = \frac{3^2}{2\mu} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta l} \cdot \frac{b^3}{\pi^3} \left\{ \frac{\mathfrak{Cof}\left(\frac{\pi x}{2b}\right)}{\mathfrak{Cof}\left(\frac{\pi a}{2b}\right)} \cdot \cos\left(\frac{\pi y}{2b}\right) - \frac{1}{3^3} \cdot \frac{\mathfrak{Cof}\left(\frac{3\pi x}{2b}\right)}{\mathfrak{Cof}\left(\frac{3\pi a}{2b}\right)} \cdot \cos\left(\frac{3\pi y}{2b}\right) + \dots \right\} - \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta l} (b^2 - y^2), \quad (3)$$

wobei der Koordinatenursprung im Mittelpunkt des Querschnittes liegt, die x-Achse parallel zur längeren Seite a, die y-Achse zur kürzeren b und die l-Achse in der Rohrachse verlaufen. μ bedeutet die Zähigkeit und Δp die Druckänderung längs Δl.

Bei der Eichung lag der Quarzfaden 2 mm vor der Mitte des Austrittsquerschnittes parallel zur langen Seite dieses Querschnittes. Bei diesem geringen Abstand vom Austrittsquerschnitt ist die Maximalgeschwindigkeit innerhalb der Versuchsfehler gleich der des Öffnungsquerschnittes.

$u = u_{max}$ bestimmt sich dann aus Gleichung (3) für $x = 0$, $y = 0$. Die Fadenspitze befand sich bei der Eichung in der Mitte des Querschnittes ($x = 0$, $y = 0$), und wegen des großen Seitenverhältnisses des zur Eichung benutzten Windkanals (quasi-ebenes Problem) lag der Faden in einem annähernd homogenen Geschwindigkeitsfeld. — Gleichung (3) geht dann über in

$$u_{max} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta l} \left[\frac{16 b^2}{\pi^3} \left| \frac{1}{\mathfrak{Cof} \frac{\pi a}{3b}} - \frac{1}{3^3} \cdot \frac{1}{\mathfrak{Cof} \frac{3\pi a}{2b}} + \cdots \right| - \frac{b^2}{2} \right]. \qquad (4)$$

Für unseren Fall $a = 6{,}3$ cm und $b = 0{,}6$ cm ergibt sich

$$u_{max} = \frac{0{,}18}{\mu} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta l}. \qquad (4)$$

Diese Beziehung enthält auf Grund der Gleichung (3) bereits die von E. Schmidt und W. Beckmann [4] angegebene Korrektur zur Berücksichtigung der endlichen Spaltbreite bei der Berechnung der Geschwindigkeit in der Längsachse aus der mittleren Geschwindigkeit der Strömung mittels einer Mengenmessung.

Setzt man nun Δp aus Gleichung (2) in Gleichung (4) ein, so erhält man mit $\Delta l = 100$ cm

$$u_{max} = 0{,}43075 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\lambda \cdot \gamma \cdot \Delta z}{\mu}, \qquad (5)$$

wobei μ die Zähigkeit der Luft bedeutet.

Die Temperaturabhängigkeit der Dichte des als Meßflüssigkeit benutzten Orthoxylols C_8H_{10} wurde mit dem Pyknometer bestimmt und mit der Formel [20]

$$\varrho_t = 0{,}8875\,(1 - 0{,}000937 \cdot t)$$

verglichen. Die größte Abweichung im maßgebenden Temperaturbereich von 14–25° C betrug 1 Promille. μ wurde nach der Formel [21]

$$\mu = [18{,}240 - 0{,}0493\,(23 - t)] \cdot 10^{-5}$$

für die verschiedenen t-Werte berechnet.

Die Eichung des Quarzfadens wurde bei Raumtemperatur für verschiedene Anströmungsrichtungen durchgeführt. In Fig. 4 ist das Ergebnis einer Eichung bei einer mittleren Raumtemperatur von 20,9° C und einem mittleren Luftdruck von 763,0 mm *Hg* aufgezeichnet. Da die Messungen aber in einem Felde stattfanden, in dem sich die Temperatur von Ort zu Ort änderte, mußte der Einfluß der Lufttemperatur auf den Ausschlag des Quarzfadens berücksichtigt werden. Dies ist mit Hilfe einer Ähnlichkeitsbetrachtung [4 und 9] aus den bei einer Temperatur gemessenen Eichkurven möglich.

Bezeichnet A die Ausbiegung der Fadenspitze in cm, ν die kinematische Zähigkeit, d den Durchmesser des Fadens, E seinen Elastizitätsmodul [10], ϱ die Dichte der Luft und $Re = \frac{v \cdot d}{\nu}$ die Reynoldssche Zahl des Fadens, alles in CGS.-Einheiten, so ist die Ausbiegung eines Balkens vom kreisförmigen Querschnitt durch die Gleichung (1) gegeben:

$$A = \frac{P}{E \cdot I} \cdot \frac{l^3}{8}, \qquad (1)$$

wobei l die Fadenlänge in cm, P die auf den Faden wirkende, gleichmäßig verteilte Gesamt-Kraft in *Dyn* und I das äquatoriale Trägheitsmoment in cm⁴ bedeuten. I bestimmt sich zu

$$I = \frac{\pi \cdot \mathfrak{r}^4}{4}, \qquad (2)$$

während P sich zu

$$P = \psi \cdot \frac{\varrho \cdot v^2}{2} \cdot l \cdot 2\mathfrak{r} \qquad (3)$$

berechnet. Dabei ist ψ der Widerstandsbeiwert und $\mathfrak{r}$ der Halbmesser des Balkens (bzw. Quarz-

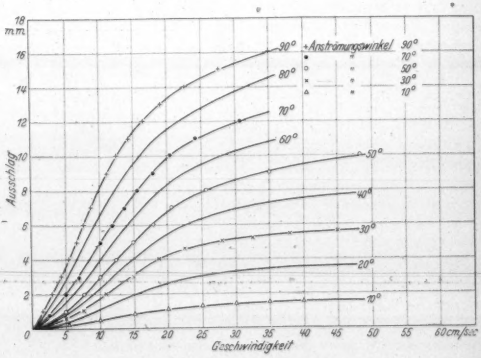


Fig. 4. Quarzfadenausschlag in Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Anströmungswinkel.

fadens). Setzt man Gleichung (2) und (3) in Gleichung (1) ein, erhält man

$$A = \frac{\psi}{E} \cdot \frac{l^4}{\mathfrak{r}^3} \cdot \varrho \cdot v^2 \cdot \frac{4}{8}$$

oder auch

$$\frac{A \cdot E \cdot \mathfrak{r}^3}{\varrho \cdot v^2/2 \cdot l^4} = \psi .$$

Nun ist ψ eine Funktion der Reynoldsschen Zahl $Re = \frac{v \cdot d}{\nu}$

$$\psi = \varphi(Re) ,$$

so daß man schreiben kann

$$\frac{A \cdot E \cdot \mathfrak{r}^3}{\varrho \cdot v^2/2 \cdot l^4} = \varphi(Re) .$$

Setzt man den Quotienten $\frac{\mathfrak{r}^3}{l^4}$, der ja bei einem Faden immer den gleichen Wert hat, gleich c und erweitert den Bruch mit $Re^2 = \left(\frac{v \cdot d}{\nu}\right)^2$, so erhält man

$$C \cdot \frac{E \cdot A \cdot 2\,d^2}{\varrho \cdot \nu^2} = \varphi_1(Re) = \varphi_1\left(\frac{v \cdot d}{\nu}\right) .$$

Da c und d für einen Faden Konstante sind, die die geometrischen Größen des Fadens charakterisieren, beeinflussen sie in Fig. 5 nur die Maßstäbe der Ordinate bzw. Abszisse. Es ist somit die Unsicherheit in der Schätzung ihrer absoluten Beträge belanglos für die Betrachtung. c wurde daher ohne Einschränkung der Allgemeinheit gleich 1 gesetzt. d wurde zu 0,006 mm bestimmt.

Mit Hilfe der Eichergebnisse in Fig. 4 kann für die verschiedenen Anströmungsrichtungen die Funktion $\varphi_1(Re)$ dargestellt werden (vgl. Fig. 5). Hat man nun einen gemessenen Ausschlag A bei einer Temperatur t °C, so kann man unter Berücksichtigung von t nach Berechnung des Funktionswertes $\varphi_1 = \frac{A \cdot E_t \cdot 2\,d^2}{\varrho_t \cdot \nu_t^2}$ aus Fig. 5 einen Re-Wert entnehmen und daraus die Geschwindigkeit v errechnen. Damit ist die Temperaturabhängigkeit des Quarzfadenausschlags und seine Abhängigkeit von der Anströmungsrichtung berücksichtigt[1]). Es ist noch zu bemerken, daß bei der Ermittlung der Eichkurven wie auch bei den Messungen die Ausschläge des Fadens mit Hilfe einer besonderen Eichung, die es gestattet, aus der Größe der am Okularmikrometer des Kathetometerfernrohrs abgelesenen Bildgröße des Fadenausschlages seine wahre Größe zu bestimmen, jeweils in ihrer wirklichen Größe in mm ausgedrückt wurden.

Ferner ist noch zu beachten, daß bei der Eichung im Windkanal eine homogene Geschwindigkeit herrscht (Fig. 6a), bei der Messung des Geschwindigkeitsfeldes hingegen nicht.

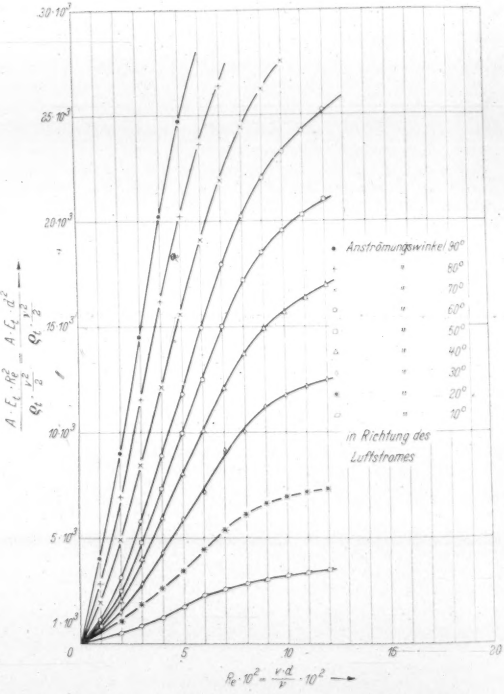


Fig. 5. Dimensionsloser Quarzfadenausschlag in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl für verschiedene Anströmungswinkel.

[1]) Ein Vergleich unserer Methode mit derjenigen von E. Schmidt und W. Beckmann [4] läßt erkennen, daß wir für einen gegebenen Anströmungswinkel nur eine Eichkurve für beliebige Temperaturen benötigen, während E. Schmidt und W. Beckmann für verschiedene Temperaturen verschiedene Kurven brauchten und daher zu Interpolationen gezwungen sind.

Da dadurch bei der Messung als Bezugsort nicht mehr die Spitze angenommen werden kann, wird zur Bestimmung des tatsächlichen Meßpunktes folgende Überlegung angestellt.

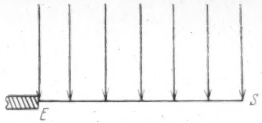


Fig. 6a.

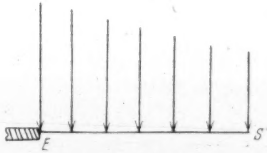


Fig. 6b.

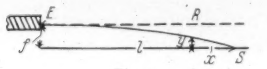


Fig. 6c.

Fig. 6. a) Homogene Geschwindigkeitsverteilung; b) Lineare Geschwindigkeitsverteilung; c) Ausbiegung eines einseitig eingespannten Balkens. f = Biegungspfeil, l = Balkenlänge, x und y = laufende Koordinaten, E = Einspannstelle, S = freies Ende, R = Ruhelage. Das Koordinatensystem hat seinen Ursprung in S.

Wegen der zu den Abmessungen der Platte verhältnismäßig kurzen Fadenlänge kann eine lineare Verteilung der Geschwindigkeit (Fig. 6b) und der Stoffwerte längs des Fadens angenommen werden. Gesucht wird nun derjenige Ort der linearen Verteilung, dessen Geschwindigkeit, als homogen angenommen, dieselbe Ausbiegung wie die lineare Verteilung liefert.

Die tatsächlich vorhandenen Ausbiegungen sind zu groß, um die Gleichungen der Elastizitätstheorie, die nur für kleine Deformationen gelten, anwenden zu können. Da es aber bei der Korrektur nur auf die Änderung der Ausbiegung beim Übergang von homogener zu inhomogener Verteilung ankommt, also hier nur das Verhältnis zweier Ausbiegungen in Betracht kommt, sind die Gleichungen der Theorie benutzt worden.

Die Differentialgleichung der elastischen Linie [11] lautet

$$E \cdot \Theta \cdot \frac{d^2y}{dx^2} = -M ,$$

wobei E der Elastizitätsmodul, Θ das Trägheitsmoment und M das Biegungsmoment bedeuten. Legt man das Stokessche Gesetz der Hydrodynamik, also eine reine Reibungsströmung zugrunde, was bei den vorkommenden kleinen Re-Zahlen in weiten Grenzen erfüllt ist, wie man auch durch die Auftragung von $\frac{A \cdot E}{\varrho \cdot v^2/2} = f(Re)$ zeigen kann (angenähert eine gleichseitige Hyperbel), so ergibt sich das Biegungsmoment M zu

$$M = C \cdot \int_0^x \mu(x) \cdot v(x) \cdot x \cdot d \cdot dx .$$

Im Falle linearer Verteilung von μ und v

$$\mu(x) = \mu_0 + \mu' \cdot x ; \qquad v(x) = v_0 + v' \cdot x$$

ist die Lösung des Momentintegrals

$$M = C \cdot d \left[\mu_0 \cdot v_0 \frac{x^2}{2} + (\mu' \cdot v_0 + \mu_0 \cdot v') \frac{x^3}{3} + \mu' \cdot v' \cdot \frac{x^4}{4} \right] .$$

Setzt man den Ausdruck in die Differentialgleichung ein, so erhält man

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{C d}{\Theta \cdot E} \cdot \left[\mu_0 \cdot v_0 \cdot \frac{x^2}{2} + (\mu' \cdot v_0 + \mu_0 \cdot v') \frac{x^3}{3} + \mu' \cdot v' \cdot \frac{x^4}{4} \right] .$$

Diese Gleichung läßt sich zweimal integrieren und ergibt nach Berücksichtigung der Randbedingungen für den Fall des einseitig eingespannten Balkens, wofür $x = 0$, $y = 0$ und für $x = l$, $y' = 0$ ist, die Ausbiegung für $x = l$ (l = Länge des Quarzfadens, Fig. 6c)

$$f_1 = \frac{\mu_0 \cdot v_0 \cdot d \cdot l^4 \cdot C}{E \cdot \Theta \cdot 8} \left[1 + \left(\frac{\mu' v_0 + \mu_0 v'}{\mu_0 \cdot v_0} \right) \frac{8}{15} \cdot l + \frac{\mu' \cdot v'}{\mu_0 \cdot v_0} \cdot \frac{l^2}{3} \right] .$$

In gleicher Weise ermittelt sich für rein homogene Verteilung $v(x) = \overline{v}_0$ $\mu(x) = \mu_0$ die maximale Ausbiegung für $x = l$

$$f_2 = \frac{C \cdot \mu_0 \cdot \overline{v}_0 \cdot d \cdot l^4}{E \cdot \Theta \cdot 8}.$$

Bei der Auswertung der Messungen nimmt man den im inhomogenen Feld ermittelten Ausschlag und sucht damit in der bei homogener Verteilung aufgenommenen Eichkurve die dazugehörige Geschwindigkeit. Für diese muß man aber noch, da sie in eine inhomogene Verteilung gehört, den Ort längs der Ruhelage des Fadens bestimmen, wo sie anzuheften ist. Mit

$$f_1 = f_2 \tag{1}$$

und

$$\overline{v}_0 = v_0 + v' x \tag{2}$$

ergibt sich

$$\frac{\mu_0 \cdot v_0 \cdot d \cdot l^4}{E \cdot \Theta \cdot 8} \left[1 + \left(\frac{\mu' \cdot v_0 + \mu_0 v'}{\mu_0 \cdot v_0} \right) \cdot \frac{8}{15} \cdot l + \frac{\mu' \cdot v'}{\mu_0 \cdot v_0} \cdot \frac{l^2}{3} \right] = \frac{\mu_0 \cdot (v_0 + v' x)}{E \cdot \Theta \cdot 8} \tag{3}$$

und hieraus

$$x = \frac{\mu'}{\mu_0} \cdot \frac{v_0}{v'} \cdot \frac{8}{15} \cdot l + \frac{8}{15} l + \frac{\mu'}{\mu_0} \cdot \frac{l^2}{3}.$$

Da, wie die Messungen zeigen, der ausgeschlagene Faden annähernd in Isothermenflächen liegt, wird das Verhältnis $\frac{\mu'}{\mu_0}$ eine Verschwindungsgröße, weil $\mu' \to 0$. Man kann also das erste und dritte Glied aus Gleichung (4) vernachlässigen, da auch $\frac{\mu'}{\mu_0} \cdot \frac{v_0}{v'}$ verschwindet, weil $\frac{v_0}{v'}$ endlich ist, so daß sich für den gesuchten Ort $x = \frac{8}{15} \cdot l$ ergibt. Das heißt also, man muß den Bezugspunkt der Geschwindigkeit, die aus der bei homogener Verteilung aufgenommenen Eichkurve mit einem bei inhomogener Verteilung gemessenen Ausschlag ermittelt wurde, nicht an der Fadenspitze, sondern bei $\frac{8}{15} l$ (gerechnet von der Fadenspitze in Ruhelage) annehmen. Für die Stoffwerte wurde bei der Berechnung der Geschwindigkeit (vgl. Abschnitt 2, c) die an der Stelle $x = \frac{8}{15} l$ herrschende Temperatur zugrunde gelegt.

d) Temperaturfeldmeßgerät

Zur Messung der Lufttemperatur um den Versuchskörper wurden dünne Thermoelemente aus Silber-Konstantan-Drähten von 0,02 mm Durchmesser benutzt, die in einer Wasserstoffgasflamme unter stumpfem Winkel hartgelötet wurden. Der Durchmesser der Lötstelle blieb immer unter 0,1 mm, während die Längserstreckung 0,1–0,2 mm betrug. Das Thermoelement wurde zwischen den Zinken b einer Gabel (Fig. 7) befestigt (vgl. Abschnitt 2, a). Da die Thermoelementdrähtchen sich beim Nähern an die heiße Plattenoberfläche verlängern und durchhängen, mußten sie wieder gespannt werden, damit der fixierte Punkt, an dem die Temperatur gemessen werden soll, erhalten blieb und auch damit die Drähte hinter der Lötstelle ein genügendes Stück auf gleichem Temperaturniveau lagen [12].

Während bei der Weiseschen Anordnung beim Spannen das Temperaturfeld gestört wurde dadurch, daß von Hand eine an der Konstantanzinke t der Gabel eingesetzte Schraube betätigt werden mußte, konnte jetzt das Spannen von außen ohne Störung des Feldes erfolgen. Zu diesem Zwecke (Fig. 7) wurde die

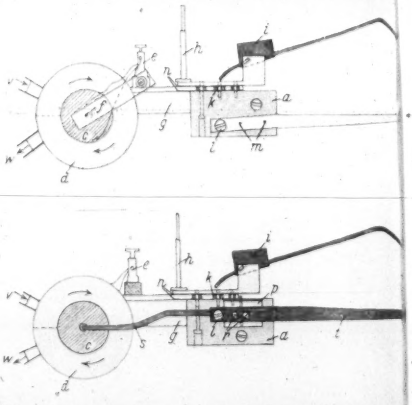


Fig. 7. Zwei Ansichten des Temperaturmeßgerätes mit elektromagnetischer Spannvorrichtung (Vorder- und Hinteransicht).

a = Schieferklotz, b = Silberzinken, c = Spule des Elektromagneten aus Turbax, d = Kühlmantel aus Messing, e = Klemmen für Stromzuführung zum Elektromagneten, f = Bolzen mit Spiralfeder, g = Verbindungsstück zwischen Kühlmantel und Schieferklotz, h = Haltestift für kardanische Aufhängung, i = Stahlnadel zur Abstandsbestimmung, k = isolierte Verbindungsstifte, l = Klemmschraube für Galvanometerzuleitung, m = Nieten, n = Glimmerisolation, o = Klemmschräubchen für dünnes Thermoelement, p = Lager für drehbare Konstantanzinken, r = Justierschrauben, s = Weicheisenrundstück, t = Konstantanzinke, v, w = Zu- und Abfluß des Kühlwassers.

Konstantanzinke durch ein Weicheisenrundstück s verlängert und am Schieferklotz a drehbar gelagert. Von diesem Eisenstück war am Ende die Länge von 1 cm rechtwinklig umgebogen und als Eisenkern in eine kleine Spule c eingeführt worden. Die Spule bestand aus 3-mm-Kupferdraht, der auf einen Turbaxzylinder gewickelt war. Um die durch den Spulenstrom erzeugte, das Temperaturfeld störende Wärme abzuführen, wurde die Spule mit einem am Schieferklotz befestigten, wasserdurchflossenen Kühlmantel d umgeben. Die Feldstärke des kleinen mit 12 Volt Klemmenspannung betriebenen Elektromagneten und damit die spannende Kraft konnte durch in den Stromkreis geschaltete Schiebewiderstände (6 Ohm) verändert werden. Das Weicheisenrundstück drückt gegen einen von der anderen Spulenseite aus eingeführten Messingbolzen f, der seinerseits gegen eine kleine Spiralfeder läuft, so daß durch stetige Veränderung der Stromstärke der Eisenkern stetig in die Spule gezogen bzw. aus der Spule geschoben wird und die dadurch bewirkte Änderung des Zinkenabstandes das Thermoelement spannte oder entspannte. Um die Gabel durch unregelmäßig fließendes Kühlwasser nicht zu erschüttern, strömte das Wasser zuerst in ein Überlaufgefäß und von dort mit gleichbleibender Geschwindigkeit durch den Kühlmantel.

Zur Abstandsbestimmung der Lötstelle des Thermoelementes von der Plattenoberfläche diente nach Weise [2] eine am Schieferklotz um eine waagerechte Achse drehbar angebrachte Stahlnadel, deren Spitze als kleiner Kegel ausgebildet war, dessen Höhe unter dem Komparator ausgemessen wurde. Die Nadel war so gebogen, daß die Kegelhöhe beim Herunterklappen senkrecht zur Plattenoberfläche stand und sich hinter der Lötstelle des Thermoelementes befand. Stellt man das Kathetometer einmal auf die Kegelhöhe und dann auf die Lötstelle ein, so ergibt sich aus der Differenz der Einstellungen mit Kenntnis der Kegelhöhe der Abstand der Lötstelle von der Plattenoberfläche.

Die Eichung der Thermoelemente geschah so, wie es in Abschnitt 2, b beschrieben worden ist. Die Thermoströme wurden mit einem Galvanometer (Siemens & Halske, 1 Skt. $\hat{=}$ 0,1 mV) gemessen, und zwar bei Eichung und Versuch in derselben Anordnung.

c) Bestimmung der Raumtemperatur

Um die Raumtemperatur im Versuchszimmer genau zu messen, wurden an jedem der vier Eckpfosten des Holzgerüstes (vgl. Abschnitt 2, a) drei Thermoelemente aus Silber-Konstantan von 0,2 mm Durchmesser in 1, 2 oder 3 m Höhe über dem Boden angebracht. Die insgesamt zwölf Thermoelemente wurden hintereinandergeschaltet. Bei Hintereinanderschaltung der Thermoelemente addieren sich die Thermokräfte, und man erhält aus dem sich jeweils am Galvanometer einstellenden Ausschlag einen Mittelwert aus den an den zwölf Meßstellen vorhandenen Temperaturen. Die Verbindungsdrähte von Pfosten zu Pfosten waren aus dickem Kupferdraht. Die Ansatzstellen der Verbindungsdrähte wurden, um zusätzliche Thermokräfte zu vermeiden, mit in die Eisstellen verlegt, von denen sich an jedem Pfosten eine befand. Zuvor wurden die Thermoelemente in der gleichen Schaltung in einem Thermostaten im Bereich von 0–30° C geeicht. Verglichen wurde mit einem von der PTR. geeichten Thermometer. Die Thermospannungen wurden mit einem Millivoltmeter (Siemens & Halske, 1 Skt. = 0,1 mV) gemessen.

3. Messung des Temperaturfeldes

a) Meßverfahren

Bei einer Oberflächentemperatur von $t_W = 319{,}4°$ C im Mittel und einer mittleren Raumtemperatur von $t_R = 22{,}6°$ C wurde an der Platte von $240 \times 240 \times 15$ mm³ das Temperaturfeld mit dem in Abschnitt 2, d beschriebenen Meßgerät ermittelt.

Die Temperaturverteilungen wurden auf Senkrechten über bzw. unter Punkten der Dreiecksfläche EMM_1 (vgl. Fig. 16) gemessen. Die Verteilung der Meßpunkte über die Oberfläche mit den dazugehörigen senkrechten Meßpunktreihen ist aus Fig. 1 ersichtlich. Mit dem Temperaturfeld über bzw. unter dieser Dreiecksfläche ist wegen Symmetrie zur Diagonalen ME und zur Transversalen MM_1 das Temperaturfeld der ganzen Platte bestimmt.

Die Temperatur unter und über der Platte war stets in allen Punkten Schwankungen unterlegen, so daß nur zeitliche Mittelwerte gemessen werden konnten. Die Galvanometerausschläge (Thermospannung) wurden in Abständen von 5 Sekunden abgelesen und bei Messungen auf der Oberseite der Platte der Mittelwert aus 80 Einzelwerten gebildet, während für die Unterseite Mittelwerte aus 20 Ablesungen an den einzelnen Meßstellen infolge der dort geringeren Schwankungen genügten.

b) Meßergebnisse

Bei der Darstellung der Temperaturverteilungen wird zuerst (vgl. Fig. 8) die Übertemperatur als Funktion des Abstandes von der Plattenoberfläche aufgezeichnet, und daraus (vgl. Fig. 9) die dimensionslose Darstellung der Verteilung gewonnen. Dabei wird als Ordinate

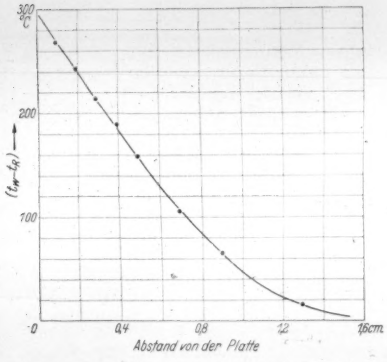


Fig. 8. Temperaturverteilung unter dem Diagonalschnittpunkt der Platte von 24 cm Kantenlänge bei einer Oberflächentemperatur t_W von 319,4° C und einer mittleren Raumtemperatur t_R von 22,6° C.

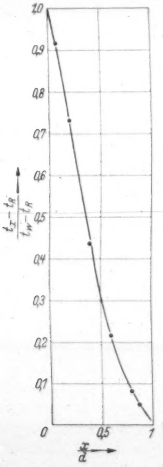


Fig. 9. Dimensionslose Temperaturverteilung unter dem Diagonalschnittpunkt der Platte von 24 cm Kantenlänge.

t_x = Temperatur an der Stelle x, t_W = Oberflächentemperatur, t_R = Raumtemperatur.

die relative Übertemperatur $(t_x - t_R)/(t_w - t_R)$ und als Abszisse die Größe x/d gewählt, wobei t_x die Temperatur an der Stelle x, t_w die Oberflächentemperatur, t_R die Raumtemperatur und d die Dicke der Platte bedeuten. Die Werte für

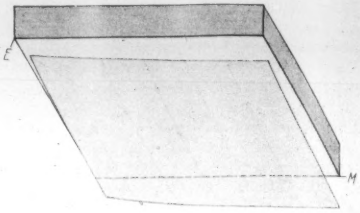


Fig. 10.
Dimensionslose Übertemperatur $\frac{t - t_R}{t_W - t_R} = 0{,}8$.

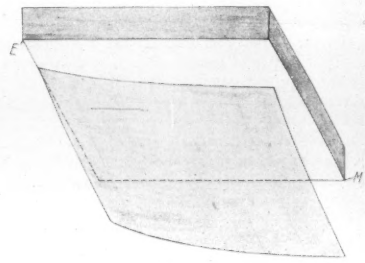


Fig. 11.
Dimensionslose Übertemperatur $\frac{t - t_R}{t_W - t_R} = 0{,}5$.

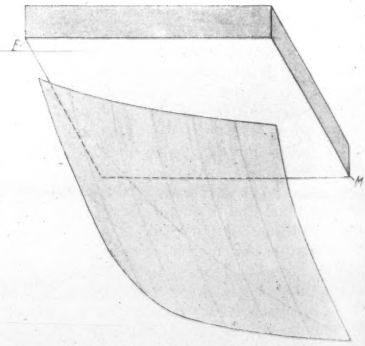


Fig. 12.
Dimensionslose Übertemperatur $\frac{t - t_R}{t_W - t_R} = 0{,}1$.

Die Fig. 10—12 zeigen Schrägbilder der dimensionslosen Temperaturverteilung in Isothermenflächen unter einem Quadranten der Unterseite einer waagerechten Platte (Kantenlänge = 24 cm). Die Abstände der Isothermenflächen von der Plattenoberfläche sind 10fach überhöht in Millimeter aufgetragen.

M = Plattenmittelpunkt, E = Plattenteckpunkt.

t_x und x werden aus den entsprechenden dimensionierten Kurven entnommen.

Die Fig. 10–15 zeigen im Schrägbild die auf diese Weise aus den senkrechten Verteilungen ermittelten dimensionslosen Temperaturverteilungen in Isothermenflächen über bzw. unter der Oberfläche eines Oktanten der Platte. Der Abstand der Isothermenflächen von der Plattenoberfläche ist 10fach überhöht in mm aufgetragen.

Aus der Darstellung für die Unterseite (Fig. 10–12) sieht man, daß dieser Abstand vom Plattenmittelpunkt M nach den Kanten hin abnimmt. Die stärkste Abnahme erfolgt in Richtung des Plattenneckpunktes E. Die Isothermenflächen drängen sich nach den Kanten hin und biegen hier scharf über die schmale Stirnfläche der Platte nach der Oberseite um. Dort ergibt sich ein ganz anderes Bild. Die der Plattenoberfläche benachbarten Isothermenflächen legen sich dieser nach abermaligem scharfem

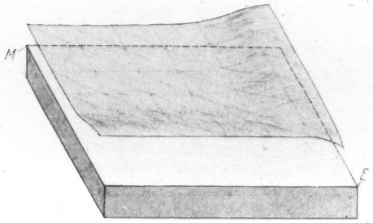


Fig. 13.
Dimensionslose Übertemperatur $\frac{t-t_R}{t_W-t_R}=0{,}8$.

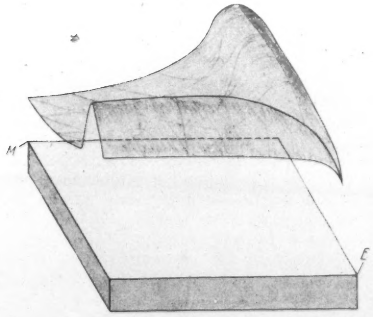


Fig. 14.
Dimensionslose Übertemperatur $\frac{t-t_R}{t_W-t_R}=0{,}5$.

Die Fig. 13–15 zeigen Schrägbilder der dimensionslosen Temperaturverteilung in Isothermenflächen über einem Quadranten der Oberseite einer waagerechten Platte (Kantenlänge = 24 cm). Die Abstände der Isothermenflächen von der Plattenoberfläche sind 10fach überhöht in Millimeter aufgetragen.

E = Plattenneckpunkt, M = Plattenmittelpunkt.

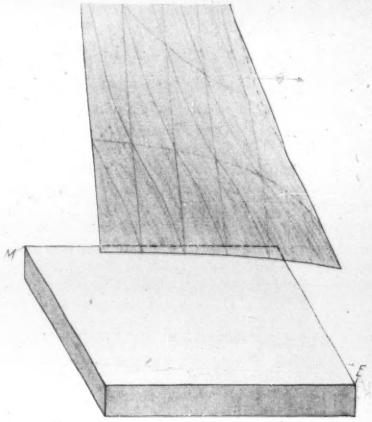


Fig. 15.
Dimensionslose Übertemperatur $\frac{t-t_R}{t_W-t_R}=0{,}1$.

Umbiegen um die Kante der Oberseite an und bilden kurz hinter dieser Kante eine Art Schwelle, deren Erklärung wohl in der Wirbelbildung beim Umströmen der Kanten zu suchen ist (Fig. 13 und 14). Die in größerem Abstand von der Plattenoberfläche sich befindenden Isothermenflächen lösen sich nach oben zu ab, da der Heißluftstrom für dieses Gebiet seine Richtung nach oben nimmt (Abb. 15). Die Schwellen laufen nach der Mitte zu in Isothermensenken aus, die R. Weise [2] bei seinen Messungen als charakteristisch für die waagerechte Platte fand (Fig. 13 und 14). Die in den Schwellen zu erkennenden Kantenwirbel schaffen Kaltluft in Plattenmitte und rufen dadurch die Einsenkungen hervor.

Im wesentlichen stimmt die dimensionslose Temperaturverteilung in Isothermen, die R. Weise [2] an einer Platte von 16 cm Kantenlänge gemessen hat (Weise hat nur in der Diagonalen und Transversalen der Platte gemessen), mit der in vorliegender Arbeit an einer Platte von 24 cm Kantenlänge gemessenen überein. Nur prägen sich hier die kurz hinter der umströmten Kante auftretenden Schwellen der Isothermen stärker aus, so daß die Senkung gegen die Plattenmitte zu im Gesamtbild mehr in Erscheinung tritt.

Eine völlige Übereinstimmung ist deswegen nicht zu erwarten, da Weise das Temperaturfeld bei $Gr \sim 1{,}9 \cdot 10^7$ ermittelt hat, wir bei $Gr \sim 5 \cdot 10^7$. Die stärkere Temperatursenkung nach der Mitte zu in unserem Bild entspricht der wegen unseres höheren Gr-Wertes zu erwartenden stärkeren Wirbelbildung.

4. Messung des Geschwindigkeitsfeldes

a) Meßverfahren

Das Geschwindigkeitsfeld um eine waagerechte, quadratische Platte ist räumlich und kann wie die Temperaturverteilung symmetrisch zur Diagonalen EM und zur Transversalen MM_1 der Plattenoberfläche angenommen werden (vgl. Fig. 16). Es genügt daher, das Strömungsfeld über einem Dreieck der Ober- und Unterseite einer solchen Platte, das aus der halben Transversalen MM_1, der halben Diagonalen EM und der halben Kante M_1E gebildet wird, auszumessen.

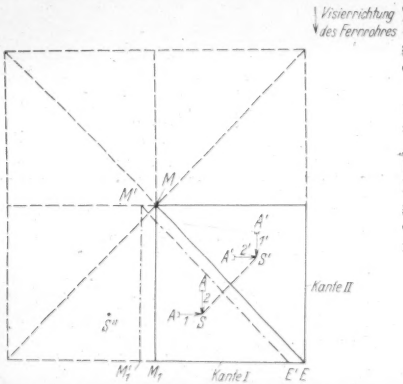


Fig. 16. Zur Erläuterung des Meßverfahrens mit dem Quarzfaden.

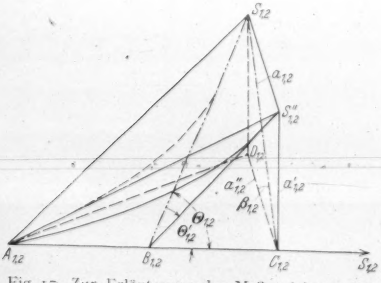


Fig. 17. Zur Erläuterung des Meßverfahrens mit dem Quarzfaden.

Bei Durchführung der Messungen wurde der Quarzfaden in der Ruhelage waagerecht und parallel zur Plattenkante I (vgl. Fig. 16) ausgerichtet, wobei die Fadenspitze S sich im auszumessenden Feldpunkt befand (vgl. hierzu den Abschnitt 2, c über die Ortskorrektur). Die Ausmessung des Feldes geschah immer auf Senkrechten zur Plattenoberfläche.

Die Geschwindigkeit war wie die Temperatur in allen Punkten unter und über der Platte schnellen Schwankungen unterworfen. Es konnten daher sowohl für die waagerechten und senkrechten Abstände der ausgebogenen Spitze von der Ruhelage des Fadens wie auch für die Winkel Θ' nur zeitliche Mittelwerte angegeben werden. Es wurden die Ausschläge bzw. Winkel in Abständen von 5 Sekunden auf dem Okularmikrometer bzw. Goniometer abgelesen und bei den Messungen auf der Oberseite aus 80–100 Einzelablesungen und für die Unterseite infolge geringerer Schwankung aus 20–40 Einzelwerten die Mittelwerte gebildet.

Die Geschwindigkeit in den Feldpunkten unter der Transversalen der Plattenunterseite war am einfachsten zu ermitteln. Die Strömung kann in Richtung der Transversalen hin angenommen werden, so daß also die Ruhelage des Quarzfadens jeweils senkrecht angeströmt wird. Durch direkte Beobachtung mit dem mit Okularmikrometer versehenen Kathetometerfernrohr konnte für die Vertikale der Ab-

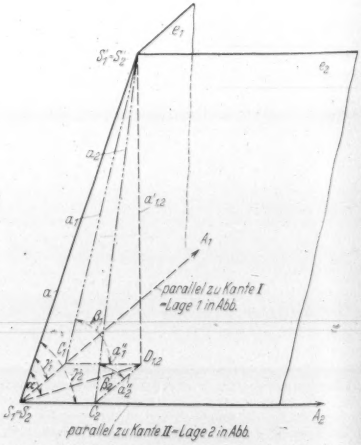


Fig. 18. Zur Erläuterung des Meßverfahrens mit dem Quarzfaden.

stand der Fadenspitze von der Ruhelage bestimmt werden. Durch eine zusätzliche Spiegelung an einem unter 45° gegen die Horizontale geneigten Spiegel wurde danach der Abstand der Fadenspitze von der Ruhelage für die Horizontale bestimmt. Beide Größen, geometrisch addiert, geben dann den Ausschlag des Fadens in der durch Ruhelage und ausgelenkte Fadenspitze festgelegten Strömungsebene. Das Verhältnis der Ausbiegung in der Vertikalen zur Ausbiegung in der Horizontalen gibt den Tangens des Neigungswinkels β jener Strömungsebene gegen die Horizontale. Die Bestimmung der Geschwindigkeit v aus dem gemessenen Ausschlag d ist in Abschnitt 2,c beschrieben worden.

Für die Feldpunkte unter der Diagonalen der Plattenunterseite erfolgt die Bestimmung der Ausbiegung der Fadenspitze in der durch Ruhelage und ausgelenkte Fadenspitze festgelegten Strömungsebene wie die soeben beschriebene. Die Strömung liegt in Richtung der Diagonalen. Es muß daher bei der Ermittlung der Geschwindigkeit aus dem Ausschlag in Fig. 5 die Kurve für 45° Anströmungsrichtung benutzt werden, da bei der oben beschriebenen Justierung des Quarzfadens die Diagonalströmung die Ruhelage — im Idealfalle — unter 45° trifft.

Die Bestimmung des Neigungswinkels α des Geschwindigkeitsvektors gegen die Diagonalrichtung soll an Hand der Fig. 16 und 18 in einer besonderen Überlegung entwickelt werden. Fig. 16 zeigt schematisch den Grundriß einer quadratischen Platte und speziell einen Quadranten. Sei nun zunächst für einen beliebigen Punkt zwischen Transversale und Diagonale AS die Ruhelage 1 des Quarzfadens parallel zur Plattenkante I, wobei A die Einschmelzstelle und S das freie Ende des Quarzfadens sind. 2 ist die zu 1 senkrechte Ruhelage. Im Falle einer Anströmung ist durch die Ruhelage 1 und durch die ausgelenkte Spitze S im Raum eine Strömungsebene e_1 bestimmt (vgl. Fig. 18), in welcher der Strömungsvektor liegen muß. Dasselbe gilt von der Ruhelage 2. Auch sie bestimmt mit der zugehörigen ausgelenkten Spitze eine Strömungsebene e_2. Beide Ebenen schneiden sich in einer Geraden S_1S_1', deren Richtung die Strömungsrichtung sein muß (vgl. Fig. 18). Der Winkel $S_1'S_1D_{1,2}$ ist demnach der gesuchte Neigungswinkel α der Richtung des Strömungsvektors gegen die Horizontale.

Aus experimentellen Gründen[1]) war es nun aber nicht möglich, die Messungen mit Ruhelage 2 durchzuführen. Da aber wegen der Symmetrie zur Diagonalen (vgl. Fig. 16) Ruhelage 2 für den Punkt S und Ruhelage 2′ für den Punkt S' äquivalent sind, konnte statt der Messung für den Punkt S mit Ruhelage 2 eine solche mit Ruhelage 2′ durchgeführt werden und das Ergebnis so behandelt werden, als ob in S mit Ruhelage 2 gemessen wäre. Für Meßpunkte über der Diagonalen fällt Ruhelage 1 und Ruhelage 2′ zusammen. Aus Fig. 18 kann man durch elementare geometrische Beziehung bei Kenntnis der Neigungswinkel β_1 und β_2 der Ebenen e_1 und e_2 gegen die Horizontale die Beziehung ableiten

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\operatorname{tg}\beta_1 \cdot \operatorname{tg}\beta_2}{\sqrt{\operatorname{tg}^2\beta_1 + \operatorname{tg}^2\beta_2}},$$

die für Diagonalpunkte, wo $\beta_1 = \beta_2$ ist, in die Form übergeht

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\operatorname{tg}\beta_{1,2}}{\sqrt{2}}.$$

Damit ist alles bekannt, um die Geschwindigkeitsprofile über der Transversalen und Diagonalen der Plattenunterseite zu zeichnen.

Außerdem wurden auf der Plattenunterseite für die zwischen MM_1 und ME (vgl. Fig. 16) liegenden Punkte die Geschwindigkeitsverteilungen auf zu diesen Punkten Senkrechten nach der zuletzt beschriebenen Methode aufgenommen. Wie aus Fig. 18 ersichtlich, kann man ebenfalls durch elementare geometrische Beziehungen die Anströmungswinkel γ_1 und γ_2 für beide Ruhelagen mit Hilfe der bereits bekannten β_1 und β_2 errechnen. Sie ergeben sich zu:

$$\operatorname{tg}\gamma_1 = \frac{\operatorname{tg}\beta_2}{\operatorname{tg}\beta_1} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\beta_1}$$

und

$$\operatorname{tg}\gamma_2 = \frac{\operatorname{tg}\beta_1}{\operatorname{tg}\beta_2} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\beta_2}.$$

Aus den in Fig. 5 wiedergegebenen zu interpolierenden Kurven kann man mit den für jede Strömungsebene angebbaren Ausdrücken $\frac{A \cdot E_t \cdot d^2}{\varrho_t \cdot r_t^2/2}$ eine Reynoldssche Zahl ablesen und damit die gesuchte Geschwindigkeit ermitteln, da r und d bekannt sind.

Bei den Messungen auf der Plattenoberseite wurde eine andere Meßmethode angewendet (vgl. Abschnitt 2, c). Zur Erläuterung dient Fig. 17. Die folgende Überlegung gilt (vgl. Fig. 17) für Ruhelage 1 und 2 in gleicher Weise. Dies soll in Fig. 17 durch die Zeiger 1 und 2 gekennzeichnet werden. Dort sei $A_{1,2}S_{1,2}$ der Quarzfaden in Ruhelage mit $A_{1,2}$ als Einschmelzstelle und $S_{1,2}$ als freies Ende. Die Kurve durch $A_{1,2}$ und $S_{1,2}$, die in der Ebene $A_{1,2}S_{1,2}S_{1,2}''$ verläuft, sei etwa der ausgebogene Faden. Dann stellt die Kurve durch $A_{1,2}S_{1,2}$, die in der vertikalen Ebene $A_{1,2}S_{1,2}S_{1,2}''$ verläuft,

1) Die Haltevorrichtung des Quarzfadens wäre sonst mit den Aufhängedrähten in Kollision gekommen.

seine Orthogonalprojektion auf diese Ebene dar. Die Strecke $S'_{1,2}B_{1,2}$ (bzw. $S''_{1,2}B_{1,2}$) sei die Tangente (bzw. deren Projektion) an die Fadenkurve in der ausgelenkten Spitze $S'_{1,2}$ bzw. $S''_{1,2}$. Durch direkte Beobachtung mit dem Kathetometerfernrohr kann man die Strecke $a'_{1,2}$ bestimmen. $C_{1,2}S''_{1,2} = a'_{1,2}$ ist die Orthogonalprojektion des in der Ebene $A_{1,2}S_{1,2}S'_{1,2}$ liegenden wahren Ausschlags $C_{1,2}S'_{1,2} = a_{1,2}$. Θ ist der Winkel zwischen der Tangente in der Fadenspitze an die Fadenkurve und der Ruhelage des Fadens. Θ' ist dessen Projektion auf die Ebene $A_{1,2}S_{1,2}S'_{1,2}$. Dieser Winkel kann ebenfalls mit Hilfe eines Okulargoniometers im Kathetometerfernrohr unmittelbar gemessen werden. Aus Fig. 17 kann man die Beziehung

$$\frac{a_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta_{1,2}} = \frac{a'_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta'_{1,2}} \qquad (1)$$

unmittelbar ablesen. Durch eine weitere Eichung des Fadens wird zu jedem Ausschlag $a_{1,2}$ der zugehörige, oben definierte Winkel $\Theta_{1,2}$ ermittelt. Da auch auf der Oberseite angenommen werden kann, daß die Strömung in Transversal- und Diagonalrichtung erfolgt, wurde die Eichung des Quarzfadens durch Messung der Größen $a_{1,2}$ und $\Theta_{1,2}$ bei Anstellwinkeln von 90 und 135° ausgeführt, da hier nur in diesen beiden Richtungen gemessen wurde. Der Anstellwinkel von 135° für die Meßpunkte in der Diagonalen ergibt sich aus dem technischen Versuchsaufbau, der einen Winkel von 45° nicht zuließ.

Aus den Eichergebnissen kann eine Funktion

$$\frac{a_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta_{1,2}} = f(\Theta) \qquad (2)$$

gezeichnet werden (vgl. Fig. 19)[1]. Auf Grund der Beziehung (1) kann Gleichung (2) geschrieben werden

$$\frac{a'_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta'_{1,2}} = f(\Theta). \qquad (3)$$

Da bei der Messung die Größen $a'_{1,2}$ und $\Theta'_{1,2}$ experimentell bestimmt werden und durch Fig. 19 der Zusammenhang zwischen $\frac{a'_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta'_{1,2}}$ und Θ gegeben ist, kann aus ihr Winkel Θ entnommen werden und nach Gleichung (1) $a_{1,2}$ als

$$a_{1,2} = \frac{a'_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta'_{1,2}} \cdot \operatorname{tg}\Theta_{1,2}$$

ermittelt werden.

[1] Diese Eichkurve zeigt in ihrem untersten Teil eine Abweichung von dem als richtig anzunehmenden Verlauf (———). Deren Auswirkungen auf das Meßergebnis halten sich jedoch in so geringen Grenzen, daß auf eine Korrektur verzichtet wurde. Die grundsätzlichen Überlegungen und Gleichungen zu einer solchen Korrektur sind im Anhang 1 aufgezeigt.

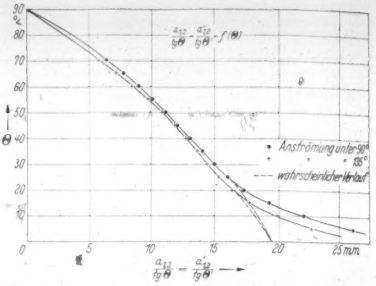


Fig. 19. Eichkurve für die Funktion $f(\Theta)$ bei den Anströmungswinkeln 90 und 135°.

Die Auswertung des Ausschlags $a_{1,2}$ zur Geschwindigkeit v geschieht nach der in Abschnitt 2, c beschriebenen Weise. Die Lage des Strömungsvektors v in den Punkten über der Transversalen ist gegeben durch den Schnitt der Vertikalebene durch die Transversale mit der Strömungsebene, deren Neigungswinkel $\beta_{1,2}$ gegen die Horizontale aus dem Verhältnis

$$\frac{a'_{1,2}}{a_{1,2}} = \frac{\operatorname{tg}\Theta'_{1,2}}{\operatorname{tg}\Theta_{1,2}} = \sin\beta_{1,2}$$

ermittelt werden kann. Die Ermittlung des Neigungswinkels α des Strömungsvektors v gegen die Diagonalrichtung der Oberseite ist identisch mit derjenigen der Unterseite (vgl. diesen Abschnitt weiter oben!).

b) Meßergebnisse

Die zeichnerische Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes über der Transversalen und Diagonalen für die Ober- und Unterseite der Platte konnte deshalb so leicht ausgeführt werden, da für diese Richtungen die Geschwindigkeitsvektoren in einer zur Plattenoberfläche senkrechten Ebene liegen. Um ein einheitliches Gesamtbild zu erhalten, wurden für bestimmte Abstände von der Plattenoberfläche (0,5, 1,0, 1,5 . . . cm) die Geschwindigkeitsvektoren nach Größe und Richtung ermittelt. Dazu wurden zunächst die unmittelbar experimentell gemessenen Werte des horizontalen und vertikalen Quarzfadenausschlags und des Winkels Θ' als Funktion des Abstandes von der Plattenoberfläche aufgezeichnet. Fig. 20 und 21 zeigen als Beispiel je ein senkrechtes Profil über bzw. unter einem Punkt der Ober- bzw. Unterseite der Platte. Aus dieser Darstellung wurde dann durch Interpolation für die eben erwähnten Abstände von der Plattenoberfläche mit der in Abschnitt 4, a und 2, c beschriebenen Methode der

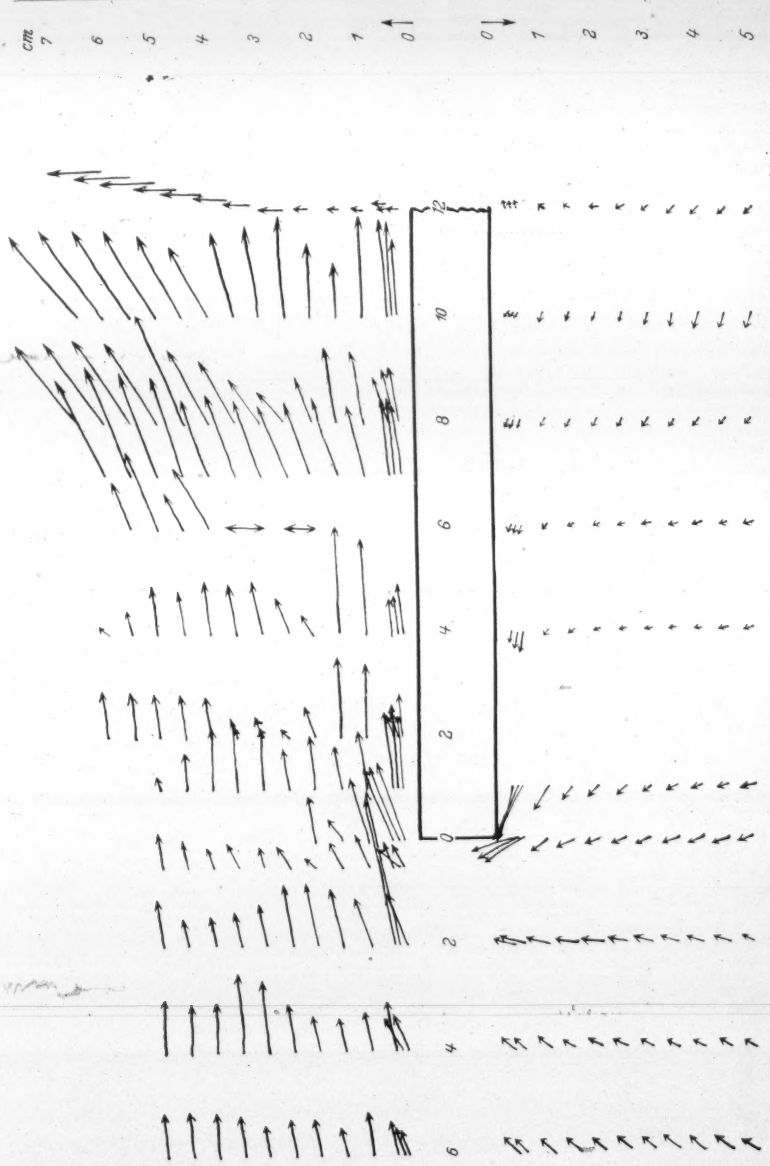


Fig. 22: Geschwindigkeitsprofil in der Transversalen einer waagerechten quadratischen Platte. 1 mm Pfeillänge = 1 cm/sec.

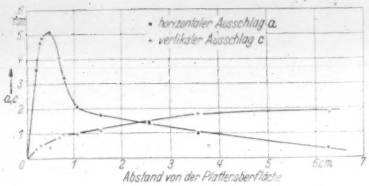


Fig. 20. Verteilung des vertikalen und horizontalen Quarzfadenausschlags unter dem 2 cm vom Plattenteckpunkt entfernten Punkte der Diagonalen der Unterseite bei der Platte von 24 cm Kantenlänge, einer Oberflächentemperatur von 319,4° C und einer mittleren Raumtemperatur von 23° C.

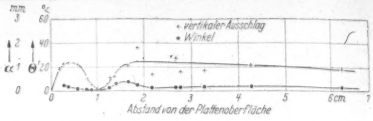


Fig. 21. Verteilung des vertikalen Quarzfadenausschlags in Millimetern und des Winkels Θ' über dem 2 cm von der Plattenkante entfernten Punkte der Transversalen der Oberseite bei der Platte von 24 cm Kantenlänge, einer Oberflächentemperatur von 319,4° C und einer mittleren Raumtemperatur von 23° C.

absolute Betrag der Geschwindigkeit und ihre Neigung gegen die Horizontale gewonnen. Fig. 22 (s. S. 141) und 23 zeigen das Gesamtbild eines Schnittes durch das Geschwindigkeitsfeld in Transversal- und Diagonalrichtung. Es ist noch zu bemerken, daß die Geschwindigkeitsvektoren im Gesamten auf Grund der in Abschnitt 2, c angegebenen Ortskorrektur um $\frac{s}{l} \sim 1$ cm (l = Quarzfadenlänge) senkrecht zur Transversalen MM_1 gegenüber der Platte so zu verschieben sind, daß die Vektoren in der Transversalen sich danach in einer zur Transversalen parallelen durch $M'M'_1$ gehenden senkrechten Ebene befinden, und die Vektoren in der Diagonalebene in eine durch $M'E'$ gehende senkrechte Ebene zu liegen kommen (vgl. dazu Fig. 16).

Für die Punkte zwischen der Transversalen MM_1 und der Diagonalen ME auf der Unterseite der horizontalen, quadratischen Platte (vgl. Zahlentafeln und die Darstellung zur Erläuterung) war diese einfache Darstellungsform nicht möglich, da hier die Geschwindigkeitsvektoren nicht

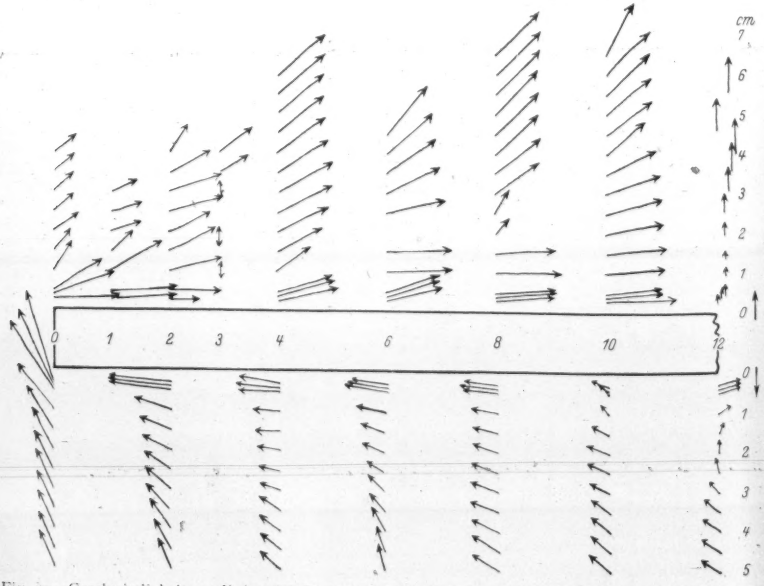


Fig. 23. Geschwindigkeitsprofil in der Diagonalen einer waagerechten quadratischen Platte. 1 mm Pfeillänge = 1 cm/sec.

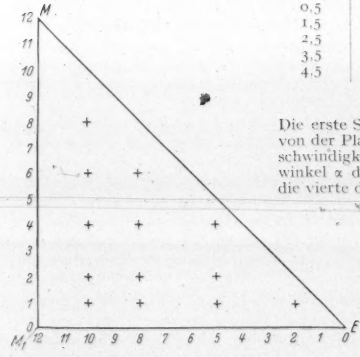
Zahlentafeln

zum Modell des Strömungsfeldes zwischen der Transversalen MM_1 und der Diagonalen ME auf der Unterseite einer waagerechten quadratischen Platte.

Abstand in cm	v cm/sec	$\sphericalangle\alpha°$	$\sphericalangle\gamma°$
0,5	41,6	24	28
1,5	13,1	39	47
2,5	9,2	44	50
3,5	8,7	46	51
4,5	8,3	48	52
	[2; 0]		
0,5	23,3	37	50
1,5	15,4	29	54
2,5	11,3	29	53
3,5	9,9	30	51
4,5	8,5	32	47
	[10; 0]		
0,5	—	9	22
1,5	17,2	14	30
2,5	9,5	32	48
3,5	8,2	44	53
4,5	7,1	50	54
	[8; 1]		
0,5	23,3	4	32
1,5	33,5	6	9
2,5	17,3	11	12
3,5	14,1	19	19
4,5	11,9	22	22
	[8; 2]		
0,5	8,5	0	64
1,5	3,7	4	69
2,5	5,0	13	44
3,5	4,9	19	46
4,5	4,7	21	50
	[8; 4]		

Abstand in cm	v cm/sec	$\sphericalangle\alpha°$	$\sphericalangle\gamma°$
0,5	30,2	32	37
1,5	14,0	34	46
2,5	10,8	37	44
3,5	9,9	39	43
4,5	9,1	41	44
	[5; 0]		
0,5	—	9	29
1,5	12,5	19	46
2,5	10,4	25	50
3,5	8,6	39	57
4,5	7,6	52	62
	[2; 1]		
0,5	53,0	13	35
1,5	24,4	17	29
2,5	15,2	15	36
3,5	12,0	20	41
4,5	11,3	23	40
	[10; 1]		
0,5	19,8	3	69
1,5	32,0	8	33
2,5	20,5	11	25
3,5	20,0	16	27
4,5	13,4	21	33
	[10; 2]		
0,5	8,4	2	76
1,5	4,6	7	71
2,5	5,1	14	47
3,5	5,3	25	36
4,5	5,8	31	32
	[10; 4]		
0,5	5,9	0	72
1,5	3,4	2	79
2,5	3,7	6	69
3,5	4,4	9	70
4,5	4,6	13	70
	[10; 6]		

Abstand in cm	v cm/sec	$\sphericalangle\alpha°$	$\sphericalangle\gamma°$
0,5	18	30	52
1,5	11,9	30	51
2,5	9,9	33	47
3,5	8,5	35	49
4,5	9,1	37	38
	[3; 0]		
0,5	—	3	74
1,5	15,0	15	58
2,5	14	25	31
3,5	11	30	37
4,5	12	35	40
	[5; 1]		
0,5	15,2	5	33
1,5	9,2	19	43
2,5	7,1	32	47
3,5	7,0	32	41
4,5	6,7	32	38
	[5; 2]		
0,5	12,5	5	37
1,5	4,8	10	67
2,5	3,4	11	76
3,5	4,5	19	63
4,5	5,7	28	45
	[5; 4]		
0,5	9,4	5	26
1,5	12,6	4	9
2,5	14,3	7	10
3,5	8,2	18	22
4,5	7,6	20	24
	[8; 6]		
0,5	3,4	0	64
1,5	2,4	1	80
2,5	3,6	4	80
3,5	4,0	10	79
4,5	4,4	18	73
	[10; 8]		



Die erste Spalte der Zahlentafeln gibt den Abstand der Meßpunkte von der Plattenoberfläche, die zweite den absoluten Betrag der Geschwindigkeit im jeweiligen Meßpunkt, die dritte den Neigungswinkel α des Geschwindigkeitsvektors gegen die Horizontale und die vierte den Anströmungswinkel γ gegen die Quarzfadenruhelage (vgl. Fig. 18).

Darstellung zur Erläuterung der Lage der Meßpunkte. Es wurde in den mit + bezeichneten Punkten auf Senkrechten zur Plattenoberfläche gemessen. Es bedeutet z. B. [5; 4] den Meßpunkt, den man erhält, wenn man 5 cm in Richtung EM_1 und 4 cm in Richtung M_1M geht.

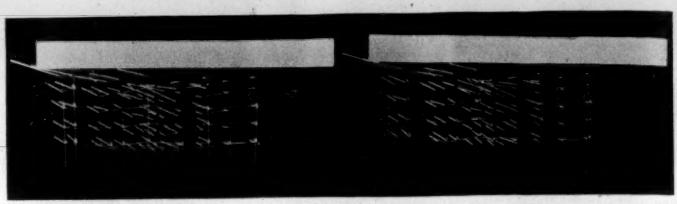


Fig. 24. Stereoskopische Aufnahme eines Modells des Strömungsfeldes zwischen der Transversalen MM_1 und der Diagonalen ME auf der Unterseite einer horizontalen quadratischen Platte, gesehen senkrecht zur Diagonalen ME und Plattenmittelpunkt M zur Rechten.

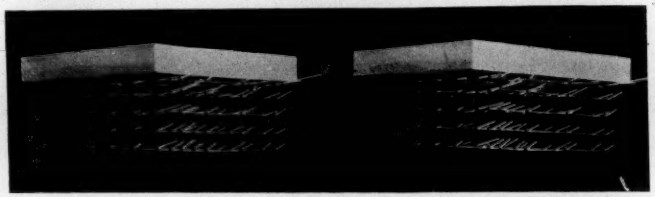


Fig. 25. Stereoskopische Aufnahme eines Modells des Strömungsfeldes zwischen der Transversalen MM_1 und der Diagonalen ME auf der Unterseite einer horizontalen, quadratischen Platte, gesehen auf den Transversalpunkt M_1 und den Platteneckpunkt E zur Rechten.

Bei beiden Bildern sind die geometrischen Abmessungen 5/2fach vergrößert. 2 mm Pfeillänge der Vektoren des Modells entsprechen 1 cm/sec Geschwindigkeit. Die Richtungen der Vektoren gegen Horizontale und Vertikale sind winkeltreu. Die Vektoren sind im jeweiligen Meßpunkt angeheftet und ihr freies Ende ist die Pfeilspitze. Auf Grund der Ortskorrektur (vgl. Abschnitt 2c) muß noch mit allen Vektoren eine Verschiebung vorgenommen werden (vgl. dazu Abschnitt 4b). Die Verschiebung beträgt in der Photographie ~ 3,0 mm.

in einer Ebene liegen, sondern räumlich verteilt sind; sie wurden deshalb durch ein räumliches Modell wiedergegeben. Fig. 24 und 25 zeigen zwei stereoskopische Aufnahmen dieses Modells und vermitteln, im Stereoskop betrachtet, am besten den räumlichen Charakter dieser Strömung.

Bei Betrachtung dieser Darstellungen bemerkt man vor allem, daß das Strömungsfeld unter der Platte und nach der Seite zu das Temperaturfeld (vgl. Fig. 10–12) weit überragt, d. h. an Punkten, wo bereits wieder Raumtemperatur herrscht, ist die Geschwindigkeit nicht etwa Null. Außerdem erkennt man (vgl. Fig. 22) wenigstens qualitativ, daß die Kontinuität zwischen Ober- und Unterseite der Platte durch die beträchtlichen seitlichen Zuströmungen gewahrt wird. Ferner ist das Strömungsfeld nicht kreissymmetrisch, da in gleich weit vom Plattenmittelpunkt entfernten Punkten der Transversalen und Diagonalen sowohl in Größe als auch Richtung verschiedene Geschwindigkeit herrscht. In unmittelbarer Plattennähe verläuft die Strömung bis auf wenige noch zu besprechende Ausnahmestellen auf der Oberseite der Platte weitgehend in Isothermenflächen. Die Strömung unter dem Plattenmittelpunkt der Plattenunterseite ist schwankend. Im übrigen nimmt die Größe der Geschwindigkeit auf der Plattenunterseite im allgemeinen mit zunehmender Entfernung vom Plattenmittelpunkt nach der Kante hin zu und mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche ab. Man sieht in Fig. 22 und 23 deutlich, wie von unten die kalte Luft nach oben gesaugt wird. Die größten Absolutbeträge der Geschwindigkeit auf der Unterseite der Platte sind an den Kanten und besonders an den Eckpunkten zu finden.

Obwohl auf der Oberseite in Diagonal- und Transversalrichtung durch die Darstellung Fig. 22 und 23 im allgemeinen ein einheitlicher Eindruck der Strömungsverhältnisse vermittelt wird, sind aber auch sehr turbulente Gebiete vorhanden. In der Transversalen bei Punkt 6 und in der Diagonalen bei Punkt 3 finden sich bis zu einem Abstand von 3,7–3,8 cm über der Plattenoberfläche Gebiete, wo eine Mittelwertmessung unmöglich war. Der vertikale Quarzfadenausschlag sprang hier von Abströmung zu Anströmung, wobei der Faden einen Kegel-

mantel beschrieb. Es konnte daher nicht festgestellt werden, in welchem Quadranten die Richtung der Strömung lag. Dies alles sind Hinweise auf Vorhandensein von Wirbeln. Ein solches wird ja auch insbesondere durch das Isothermenbild (Fig. 13 und 14) sehr nahe gelegt. Dieses läßt deutlich erkennen, wie die kalte Luft hinter der Kante einen Wirbel bildet, dessen abwärtsströmender Teil die Temperatursenkung nach der Mitte zu bewirkt und so im Geschwindigkeitsfeld die oben genannten Unruheherde hervorruft. Von dem oben angegebenen Abstand von etwa 3,7 cm ab ordnet sich die Strömung im Mittel sowohl in Transversale als auch Diagonale wieder in das dargestellte regelmäßige Bild ein.

Die Ausmessung des Geschwindigkeitsfeldes erfolgte bei einer Oberflächentemperatur der Platte von 319,4° C im Mittel. Dies entspricht einer *Gr*-Zahl von etwa $5 \cdot 10^7$.

5. Messung des Wärmeübergangs

Für die Platten von 22, 24 und 26 cm Kantenlänge wurde aus der elektrischen Heizleistung die konvektive Wärmeübergangszahl α bestimmt[1]). Die oben (vgl. Abschnitt 2, e) beschriebene Messung der Raumtemperatur, die Bestimmung der Oberflächentemperatur und die Messung der abgegebenen Wärmemenge aus der elektrischen Heizleistung erfolgte nach Erreichen des Beharrungszustandes viermal in Abständen von 15 Minuten. Die Übereinstimmung dieser vier Werte zeigte, daß der Beharrungszustand auch wirklich erreicht war. Um nun die zur Bestimmung der konvektiven Wärmeübergangszahl α notwendige Wärmemenge $Q_{\text{konv.}}$ aus der durch die elektrische Heizleistung gegebenen Wärmemenge $Q_{\text{elektr.}}$ zu gewinnen, muß man folgende Bilanz betrachten

$$Q_{\text{elektr.}} = Q_{\text{konv.}} + Q_{\text{Strahl.}} + Q_{\text{Verluste}} . \qquad (1)$$

Es ist also von $Q_{\text{elektr.}}$ der Strahlungsverlust und derjenige Verlust abzuziehen, der daher rührt, daß ein Teil der Energie von den Drähten der Thermoelemente, den Stromzuführungen und den Aufhängedrähten abgeführt wird. Dieser Verlust soll zunächst bestimmt werden. Er wird nach dem Muster von R. Weise [2] folgendermaßen berechnet:

a) Bestimmung der Verluste durch Aufhängedrähte usw.

R. Weise erhält nach Ausführung der Integration der für diesen Fall von H. Gröber [13] angegebenen Differentialgleichung folgende Beziehung:

$$\bar{\alpha}(\bar{t} - t_R)^2 = \frac{(t_W - t_R)^2 \cdot \lambda \cdot D}{4 x_1^2} , \qquad (2)$$

wobei $\bar{\alpha}$ die mittlere Wärmeübergangszahl, $\bar{t}$ die mittlere Temperatur, t_R die Raumtemperatur, λ die Wärmeleitzahl der Drähte, D ihr Durchmesser, t_W die Oberflächentemperatur für $x = 0$ und x_1 die Drahtlänge ist, bei der die Raumtemperatur erreicht wird. Sie wird bei der Auswertung gleich 20 cm gesetzt.

Mit Hilfe der von Nußelt [14] für einen in ruhender Luft befindlichen waagerechten Zylinder aufgestellten empirischen Beziehung

$$Nu = \Phi(Gr)$$

ergibt sich für die bei diesen Versuchen benutzten Drähte als Funktion der Übertemperatur zu

$$\bar{\alpha} = f_1(\bar{t} - t_R) . \qquad (3)$$

Aus dieser Darstellung (3) erhält man eine Kurve

$$\bar{\alpha}(\bar{t} - t_R)^2 = f_2(\bar{t} - t_R) \qquad (4)$$

und kann nun aus Gleichung (4) für einen aus Gleichung (2) berechneten Wert $\bar{\alpha}(\bar{t} - t_R)^2$ das zugehörige $(\bar{t} - t_R)$ entnehmen. Die Darstellung (3) liefert dann das gesuchte $\bar{\alpha}$.

Die Wärmeabgabe eines zylindrischen Stabes errechnet sich mit Hilfe der Gleichung

$$Q = \bar{\alpha}(\bar{t} - t_R) \cdot \pi \cdot D \cdot x_1 ,$$

so daß mit dem oben ermittelten $\bar{\alpha}$ und $(\bar{t} - t_R)$ die Verlustenergie sich bestimmen läßt. In Fig. 26 ist die Verlustenergie $Q_{\text{Verl.}}$ in Abhängig-

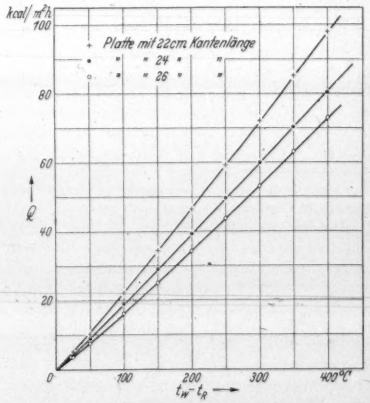


Fig. 26. Verlustenergie durch Aufhängedrähte usw. in Abhängigkeit von der Übertemperatur.

[1]) Sie ist durch die bekannte Beziehung $Q_{\text{konv.}} = \alpha \cdot F \cdot t$ definiert.

keit von der Übertemperatur $(t_W - t_R)$ für die verschiedenen Platten aufgetragen. Die Verluste betrugen bei den Messungen mit blanker Plattenoberfläche maximal 5 Proz. der Heizenergie, bei Berußung 2 Proz.

b) Bestimmung der Strahlungsverluste

Zur Ermittlung des Strahlungsverlustes wurden wie bei R. Weise [2] nach einer von L. Schiller angegebenen Methode, nämlich unter der Annahme, daß die Konvektion einer Platte im blanken und im berußten Zustand dieselbe ist, eine Messung der Gesamtenergieabgabe der blanken Platte und dann diejenige der berußten gemacht. Aus dem Unterschied der Wärmeabgaben bei gleicher Plattentemperatur kann man mit Kenntnis der Strahlungszahl des Rußes den Strahlungsanteil der blanken Platte ermitteln. Kurlbaum [15] fand für eine Schichtdicke von rund 30 mg/dm² Ruß den Höchstwert der Strahlung mit 94 Proz. des absolut schwarzen Körpers entsprechend einer Strahlungszahl von $4{,}66 \cdot 10^{-8}$ kcal/m²h (°K⁴). Diese Zahl wurde bei unseren Versuchen verwendet.

Eine von R. Weise [2] angegebene Abschätzung des Temperaturabfalls in der Rußschicht zeigte, daß von einer Berichtigung der Oberflächentemperatur abgesehen werden konnte, da die Temperaturabnahme in der Rußschicht bei etwa 50° C Oberflächentemperatur unter 1 Proz. der Temperaturdifferenz gegen die Umgebung betrug und für höhere Temperaturen in der Größenordnung der vorhandenen Schwankung der Oberflächentemperatur ±2° lag.

c) Meßergebnisse

Während der Versuche betrug die mittlere Raumtemperatur bei der Platte von 220 mm Kantenlänge 21,4° C mit 19,5° C als kleinstem und 23,9° C als größtem Einzelwert, entsprechend bei den Platten von 240 mm 24,3° C mit 23,5° C bzw. 25,2° C und bei 260 mm 21,8° C mit 20,3° C bzw. 23,0° C.

Trägt man für jede unserer Platten von 22, 24 und 26 cm Kantenlänge sowie die von R. Weise [2] gemessene Platte von 16 cm Kantenlänge die im blanken und berußten Zustande stündlich pro Flächeneinheit (m²) hineingesteckte Heizenergie Q (kcal) als Funktion der jeweils damit erreichten Übertemperatur (° C) auf, so kann man daraus auf die angegebene Weise für jede der Platten unter Berücksichtigung der Strahlung und der Leitungsverluste die konvektive Wärmeübergangszahl α als Funktion der Übertemperatur errechnen und erhält zugleich die Strahlungszahl der blanken Platte[1]). Bildet man dann weiter die dimensionslose Wärmeübergangszahl $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ und trägt deren Logarithmus als Funktion des Logarithmus der Grashofschen Kenngröße $Gr = \frac{d^3 \cdot \beta \cdot \Theta \cdot g}{\nu^2}$ auf, wobei die in beiden Größen auftretenden Stoffwerte bei der jeweils herrschenden Oberflächentemperatur eingesetzt werden und d die Kantenlänge der Platten bedeutet, so ergibt sich Fig. 27.

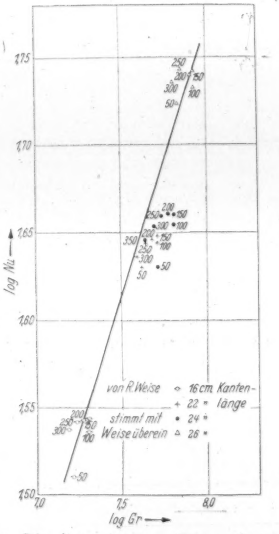


Fig. 27. Die dimensionslose Wärmeübergangszahl Nu in Abhängigkeit von der Grashofschen Kenngröße Gr für die verschiedenen Platten.

Mit zunehmender Plattengröße ergeben sich entsprechend der Definition der Gr-Zahl bei jeweils gleicher Oberflächentemperatur zunehmende Gr-Werte. Mit zunehmenden Gr steigt auch Nu an. Was den Grad dieses Anstiegs betrifft, so ist folgendes zu bemerken. Bei den hier vorhandenen Gr-Werten, die ja gleichzeitig ein Maß für die auftretenden freien Strömungsgeschwindigkeiten darstellen, ist — besonders auch in Anbetracht der scharfkantigen Form der Platten — mit turbulenter Strömung zu rechnen.

[1]) Die Strahlungszahl der Aluminiumplatten ergab sich in Übereinstimmung mit R. Weise im Temperaturbereich von 50° C bis 300° C zu $1{,}9 - 1{,}5 \cdot 10^{-8}$ [kcal/m²h (°K⁴)].

Dem entsprechen auch Schlierenaufnahmen von R. Weise [2] an der Platte von 16 cm Kantenlänge, die ein ausgesprochen turbulentes Gebiet an der Oberseite der Platte erkennen lassen. In solchen Fällen ergibt sich aber erfahrungsgemäß ein Anstieg von $Nu \sim Gr^{1/3}$. In Fig. 27 ist im Bereich unserer Versuchswerte[1]) eine Gerade mit dieser Neigung 1 : 3 eingezeichnet. Man sieht, daß diese im großen und ganzen die Anordnung unserer *Nu*-Werte wiedergibt. Eine gewisse Abweichung besteht insofern, als im Gebiet von log *Gr* 7,2–7,7 eine Kurve durch die Versuchspunkte etwas flacher im Gebiet von 7,7–7,9 etwas steiler als die eingezeichnete Gerade verlaufen würde. Außerdem fällt auf, daß die Versuchspunkte für die Platten 22 cm und 24 cm näher beieinander liegen als man in Ansehung der verschiedenen Kantenlängen erwarten würde. Man wird daher geneigt sein, dies, wie auch die vorgenannte Abweichung von der 1/3-Geraden, auf Meßungenauigkeiten zurückzuführen.

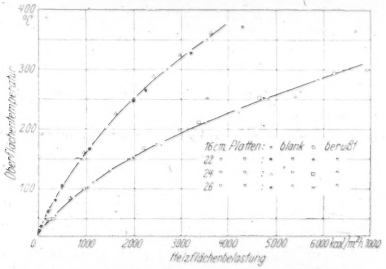


Fig. 28. Gesamtwärmeabgabe der Platten.

Welche geringen Unterschiede in den gemessenen Größen tatsächlich für die genannten Irregularitäten verantwortlich sind, zeigt Fig. 28, in der die stationäre Heizflächenbelastung als Funktion der Oberflächentemperatur für jede der vier Platten mit verschiedenen Kennzeichen eingezeichnet ist. Die Aufspaltung nach den verschiedenen Plattengrößen ist hier nämlich nicht viel größer als die auch nicht sehr große Streuung der Versuchspunkte für eine Platte. Es erscheint daher zulässig, diese geringfügige Aufspaltung zu vernachlässigen und durch sämtliche Versuchspunkte je eine gemeinsame Kurve zu legen. Dies bedeutet, daß für eine bestimmte Oberflächentemperatur die Differenz zwischen den spezifischen Heizflächenbelastungen für berußte

1) Die für die Platte von 24 cm Kantenlänge erhaltenen *Nu*-Werte stimmen praktisch völlig mit den von R. Weise (hier nicht eingezeichneten) Werten überein.

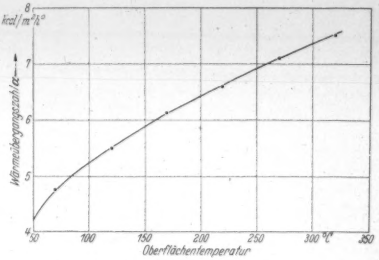


Fig. 29. Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α von der Oberflächentemperatur.

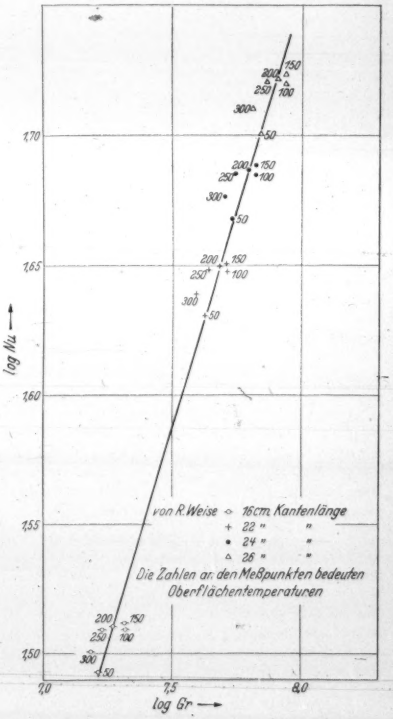


Fig. 30. Die dimensionslose Wärmeübergangszahl *Nu* in Abhängigkeit von der Grashofschen Kenngröße *Gr* für die verschiedenen Platten unter Benutzung der in Fig. 28 und 29 dargestellten Mittelkurven.

und blanke Platten unabhängig von der Plattengröße ist[1]) oder auch, daß die Wärmeübergangszahl α bei gegebener Oberflächentemperatur nicht von der Plattengröße abhängt. Gilt nun aber diese eben genannte Unabhängigkeit, so gilt auf Grund einer Ähnlichkeitsbetrachtung auch die Erfüllung des obigen 1/3-Gesetzes.

Rechnet man nun mit den in Fig. 28 gezeichneten Mittelkurven die *Nu*-Werte für die vier Platten aus, so ergibt sich das wesentlich veränderte Bild der Fig. 30. Es zeigt in durchaus befriedigender Weise eine geordnete Verteilung der *Nu*-Werte hinsichtlich der Plattenlänge. Man wird daher in diesem Bild die zutreffendere Darstellung der tatsächlichen Verhältnisse haben.

Ebenso wie bei Weise ergibt sich auch bei uns bei allen Platten eine charakteristische Aufspaltung der *Nu*-Werte nach der Übertemperatur der Platten. Es entspricht diese Aufspaltung der von Hermann [19] als *Te*-Größe bezeichnete unabhängige dimensionslose Variable. Es darf noch bemerkt werden, daß diese Aufspaltung nach Schiller und Estel[2]) weitgehend zum Verschwinden gebracht werden kann, wenn man der *Gr*-Zahl die mittlere Temperatur der Grenzschicht zugrunde legt, wie man sie aus den Feldmessungen ermitteln kann. Damit wird dann das Gesamtbild weiterhin vereinfacht.

6. Anhang

1. Zu den in Fig. 19 dargestellten Kurven ist zu bemerken, daß der Verlauf beider Eichkurven für große Werte $\frac{a}{\mathrm{tg}\,\Theta}$ (etwa von $\frac{a}{\mathrm{tg}\,\Theta} \sim 16{,}5$ an) nicht reell sein kann. Wie aus Fig. 17 ersichtlich, ist $\frac{a}{\mathrm{tg}\,\Theta}$ gleich der Strecke $B_{1,2}C_{1,2}$. Diese Strecke $B_{1,2}C_{1,2}$ geht in der Grenze für große Ausbiegungen nach o und für kleine Ausbiegungen gegen die Fadenlänge l. Dies würde für den vorliegenden Fall bedeuten, daß beide Eichkurven für $\Theta \to o$ in $\frac{a}{\mathrm{tg}\,\Theta} = C_{1,2}B_{1,2} = l = 19{,}4$ münden müßten. Die aufgenommene Eichkurve mündet jedoch nicht bei $l = 19{,}4$. Bis $\Theta = 20°$ ist ihr Verlauf so, daß eine zwanglose Extrapolation auf den genannten l-Wert hinführen würde. Tatsächlich zeigt jedoch die Eichkurve bei etwa 20° einen Wendepunkt und verläuft weiterhin mit zu hohen Werten für $\frac{a}{\mathrm{tg}\,\Theta}$. Man wird diese systematische Abweichung vielleicht so zu erklären haben, daß bei kleinen Winkeln die Tangente stets zu flach geschätzt wird. Erfolgt diese Schätzung jeweils um etwa den gleichen Winkel falsch, so ergibt sich zwangsläufig ein Verlauf der Kurve, wie ihn die Fig. 19 bei der Eichung zeigt.

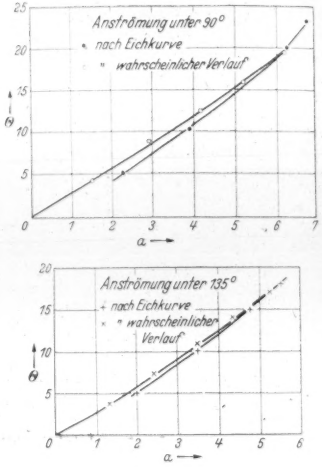


Fig. 31. Die Winkel Θ_f und Θ_R in Abhängigkeit vom Fadenausschlag bei den Anströmungswinkeln 90 und 135°.

Die bei der Eichung zu den Fadenausschlägen a falsch gemessenen Winkel Θ_f werden in ein Diagramm eingetragen (vgl. Fig. 31, Signatur •) und außerdem die zu diesen Ausschlägen aus der wahrscheinlich richtigen Eichkurve nach Fig. 19 sich ergebenden Winkel Θ_R (vgl. Fig. 31, Signatur ○). Damit erhält man die Möglichkeit, den Winkel Θ_f zu korrigieren, indem die einem bestimmten Ausschlag a zugeordneten Winkel (der gemessenen und der wahrscheinlichen Eichkurve) in Fig. 31 in ein neues Diagramm (Fig. 32) eingezeichnet werden. Diese Korrektur gilt in gleicher Weise für Fadenausschläge, die, wie bei der Eichung, in einer Ebene senkrecht zur Visierrichtung erfolgen, wie auch für Projektionen von Fadenausschlägen auf die gleiche Ebene, wie sie bei der Messung in Betracht kommt. Unter Benutzung eines so korrigierten Winkels wird der richtige Ausdruck $\frac{a'}{\mathrm{tg}\,\Theta'}$ gebildet, für den jetzt die Gleichung (1) in Abschnitt 4, a gilt, so daß aus der korrigierten Eichkurve der gesuchte Winkel Θ entnommen

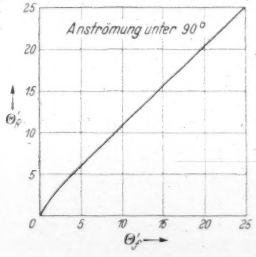
1) Wie dies ja bei technischen Rechnungen in weitem Maße vorausgesetzt wird.

2) Vgl. den kurzen Bericht über einen Vortrag von L. Schiller, Zeitschr. VDI. **81**, 1041, 1937.

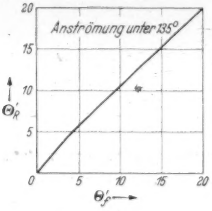
werden kann. Mit diesem wird der gesuchte Ausschlag a durch die Beziehung

$$a = \frac{a'}{\operatorname{tg}\Theta'} \cdot \operatorname{tg}\Theta$$

berechnet.



oben



unten

Fig. 32. Zuordnung der Winkel Θ'_f und Θ'_R auf Grund der Fig. 31.

Vergleicht man die auf diese Weise erhaltenen Werte von Θ bzw. von a mit den Werten, die man für unkorrigierte Θ' aus der gemessenen Eichkurve erhält, so erkennt man Abweichungen, die überwiegend von der Größenordnung der Meßgenauigkeit sind, so daß bei Berechnung der Geschwindigkeit auf die Winkelkorrektur verzichtet werden konnte, wie einige Zahlenbeispiele zeigen mögen:

Θ_R:	16	15	6,75 Grad
Θ_f:	14,75	13,6	6,2 „
a_r:	4,92	4,64	2,20 mm
a_f:	4,69	4,39	2,36 „

7. Zusammenfassung

In vorliegender Arbeit wurde das Temperaturfeld einer horizontalen quadratischen Platte von 240 × 240 × 15 mm³ bei einer Oberflächentemperatur von 319,4° C mit dünnen Thermoelementen ausgemessen und für die Ober- und Unterseite eines Quadranten in Isothermenflächen dargestellt. An derselben Platte und bei derselben Oberflächentemperatur wurde das Strömungsfeld für die Plattenober- und -unterseite mit Hilfe des von E. Schmidt [3] für ebene Strömungen angegebenen — hier erstmalig für ein räumliches Feld angewendeten — Quarzfadenanemometers über Transversal- und Diagonalrichtung und außerdem für die Unterseite noch zwischen Transversale und Diagonale ausgemessen. Das räumliche Strömungsfeld wurde durch Stereoskopaufnahmen eines Modells dargestellt.

Ferner wurde an drei Aluminiumplatten von 220 × 220 × 13,75 mm³, 240 × 240 × 15 mm³ und 260 × 260 × 16,25 mm³ in waagerechter Lage bei freier Konvektion die Gesamtwärmeabgabe von 50–300° C Übertemperatur aus der elektrischen Heizleistung bestimmt. Durch Vergleich mit der Gesamtwärmeabgabe der völlig berußten Platten unter sonst gleichen Bedingungen konnte Strahlungsanteil und Konvektionsanteil getrennt ermittelt werden. Die Ergebnisse wurden dimensionslos dargestellt.

Die vorliegende Arbeit wurde in der Abteilung für angewandte Mechanik und Thermodynamik beim Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt. Die Anregung zu dieser Arbeit gab Herr Prof. Dr. L. Schiller, dem ich für seine wertvollen Ratschläge und sein stetes Interesse an der Arbeit zu großem Dank verpflichtet bin. Mein Dank gebührt auch den Herren Dr. A. Naumann und Dr. E. Estel, denen ich für viele wertvolle Diskussionen, die den Fortgang der Arbeit förderten, sehr verbunden bin. Ferner danke ich Herrn Mechanikermeister G. Hentsch für die stets außerordentlich präzise Ausführung der zahlreichen mechanischen Arbeiten.

Literaturverzeichnis

1) W. Nußelt und W. Jürges, Das Temperaturfeld über einer lotrecht stehenden geheizten Platte. Zeitschr. VDI. **72** (1), 597.
2) R. Weise, Wärmeübergang durch freie Konvektion an quadratischen Platten. Forschung a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens **6**, 282.
3) E. Schmidt, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie **35**, 39, 231, 1928.
4) E. Schmidt und W. Beckmann, Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld vor einer wärmeabgebenden senkrechten Platte bei natürlicher Konvektion. Techn. Mechanik u. Thermodyn. **1**, 391, 1930.
5) R. J. Cornish, Flow in a Pipe of Rectangular Cross-Section. Proc. Roy. Soc. London (A) **120**, 699, 1928.
6) L. Schiller, Die Entwicklung der laminaren Geschwindigkeitsverteilung und ihre Bedeutung für Zähigkeitsmessungen. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **2**, 96, 1922.

7) E. Estel, Experimentelle Untersuchung des Einflusses von Pulsationen auf den Störungswiderstand von Kreisrohren und die Durchflußzahl von Normdüsen. Leipziger Dissertation, 1936; s. auch Physik. Zeitschr. **38**, 748–758, 1937.

8) A. Toepler, Magnetische Untersuchung einiger Gase. — Über absolute Temperaturbestimmung mittels Messung barometrischer Druckdifferenzen. Wied. Ann. **36** und **56**.

9) K. Jodlbauer, Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld um ein geheiztes Rohr bei freier Konvektion. Forschung a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens **4**, Ausgabe B.

10) A. Jaquerod und H. Mügeli, Etude sur l'élasticité de flexion. Helv. Phys. Acta **4**, 3, 1931.

11) A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik **3**, 120.

12) O. Knoblauch und K. Hencky, Anleitung zur genauen technischen Temperaturmessung, 2. Aufl. München und Berlin 1932.

13) H. Gröber, Überblick über die Lehre von der Wärmeübertragung. Zeitschr. VDI. **70** (2), 1125, 1926.

14) W. Nußelt, Das Grundgesetz des Wärmeüberganges. Gesundh.-Ing. **38**, 477, 1915.

15) F. Kurlbaum, Änderung der Emission und Absorption von Platinschwarz und Ruß mit zunehmender Schichtdicke. Wied. Ann. **67**, 46.

16) B. Ray, Free and forced convection from heated cylinders in air. Proc. Indian. Assoc. Cultiv. of Sci., Calcutta **6**, 95, 1920.

17) L. Lorenz, Über das Leitvermögen der Metalle für Wärme und Elektrizität. Wied. Ann. **13**, 582, 1881.

18) L. Schiller, Handbuch der Experimentalphysik IV, 4. Teil, S. 441, 1932.

19) R. Hermann, Wärmeübergang bei freier Konvektion, I. Physik. Zeitschr. **33**, 425, 1932.

20) Critical Tables, **3**, 191, 1928.

21) Phys.-Chem. Tabellen, Landolt-Börnstein, **1**, 177, 1923.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, im Februar 1940.

(Eingegangen 5. Februar 1940)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Gmelin's Handbuch der Anorganischen Chemie. Hrsgg. von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Hauptredakteur E. Pietsch. 8. Auflage. Gr.-8°. Berlin. Verlag Chemie GmbH.

1. Systemnummer 59: Eisen. Teil F: Nachweis und Bestimmung von Fremdelementen, II: Eigentliche Legierungselemente, sonstige Elemente, Sonderverfahren und Normen, Lieferung 2. XVI und 223 S. Mit 12 Figuren. 1939. Preis brosch. RM 36.—.

Vor kurzem wurden Ziel und Einrichtung dieses groß angelegten analytischen Hilfsbuches eingehend geschildert. In der vorliegenden Lieferung, der zweiten und letzten, werden die Verfahren für die einzelnen Elemente abgeschlossen und die Sonderverfahren zusammengestellt, deren Behandlung besonders wertvoll erscheint. Es wurde dabei großzügig vorgegangen, indem nicht nur Verfahren der eigentlichen Stahlanalyse beschrieben worden sind, sondern allgemein wertvoll erscheinende Analysenmethoden geschildert und auf ihre Übertragbarkeit literarisch geprüft wurden. Hierher gehören die Chromatographie, die Spektralanalyse, die Polarographie, die Schleiffunkenprobe und andere. Den Schluß machen wichtige Angaben über die genormten Schiedsanalysenverfahren der verschiedenen Länder; es sei bemerkt, daß diese für Deutschland noch nicht vorliegen und daher die amerikanischen als besonders durchgearbeitet ausführlicher dargestellt wurden.

2. Systemnummer 59: Eisen. Teil C: Prüfverfahren. Lieferung 2: Kerbschlagzähigkeit. Sachbearbeiter E. Franke. VIII und 288 S. Mit 208 Fig. und 20 Photographien. 1939. Preis brosch. RM 44.—.

In diesem zweiten Heft des monographischen Teils C, über dessen Stellung zum Gesamtwerk schon berichtet wurde, wird die Kerbschlagprobe ausführlich behandelt. Es werden die verschiedenen Prüfmaschinen, die Einzelheiten der verwickelten Vorgänge beim Kerbschlag, die Normung der Probe, ihre Anwendung auf Eisen und Nichteisenmetalle und ihre Beziehung zu den verschiedenen Eigenschaften der Werkstoffe besprochen. Ein Sachregister und eine Anzahl schön ausgeführter Schliffbilder schließen den für Sonderzwecke sicher wichtigen Band ab.

3. Aluminium-Legierungen, I. Ergänzungsband, 1. und 2. Teil, Sachbearbeiter G. Apel. Nebst Markenverzeichnis von A. von Zeerleder, zugleich Anhang zu Systemnummer 35: Aluminium, Teil A, das Element. 1488 Seiten. 1939. Preis brosch. RM 96.— und 66.—.

Seit 1935, wo die Patentsammlung erschien, ist die Tätigkeit auf dem Gebiet der Aluminiumlegierungen so rege gewesen, daß diese zwei dickleibigen Ergänzungsbände, gefüllt nur von Tabellen der neu patentierten Legierungen, herausgebracht werden mußten. Man kann auf rund 15000 Legierungssysteme schätzen, die hier nach Eigenschaften, Verwendungszweck und Literatur aufgeführt worden sind! G.-M. Schwab

I. Hausser, Ultrakurzwellen. 8°. 42 Seiten. Akademieberichte. Heidelberg 1939. Komm.-Verlag der Weiß'schen Universitäts-Buchhandlung. Preis RM 1.70.

Der Vortrag, der als Sonderheft vorliegt, gibt zunächst das physikalisch Wesentliche über die Methoden zur Erzeugung von Ultrakurzwellen und über einige wichtige Meßmethoden wieder. Einer kurzen Übersicht über die zahlreichen beobachteten medizinischen und biologischen Wirkungen der Kurzwellen folgt eine Darstellung der Theorie inhomogener Dielektrika von Maxwell-Wagner und ihrer Anwendung auf biologische Gewebe (Kurzwellentherapie). Etwas ausführlicher berichtet die Verfasserin über einige interessante eigene Untersuchungen spezifisch dielektrischer Wirkungen der Kürzwellen auf Lösungen von komplizierten Molekülen (Dispersionserscheinungen).

In dem allgemein-verständlichen Vortrag sind die wesentlichen physikalischen Gesichtspunkte auch in dem komplizierten biologisch-medizinischen Anwendungsgebiet, klar herausgearbeitet.

E. Fischer

James H. Hibben, The Ramaneffekt and its Chemical Applications. (With a theoretical Discussion by J. H. Hibben and E. Teller). American Chem. Soc. Monograph Series Nr. 80. 544 S. Mit 72 Fig. New York 1939. Reinhold Publishing Corporation. Geb. $ 11.—.

Im ersten Teil werden nach einer Einführung in einem recht kurzen Abschnitt die experimentellen Methoden des Ramaneffektes geschildert. Hierauf folgen 4 Abschnitte (von Hibben und Teller), die die theoretischen Grundlagen behandeln (Schwingung und Rotation der Moleküle, Mechanismus von Absorption und Kombinationsstreuung, Normalschwingungen mehratomiger Moleküle, Isotopie, Anharmonizität, zwischenmolekulare Kräfte). Der zweite Teil (S. 125–301) ist den anorganischen, der dritte Teil (S. 301–469) den anorganischen Molekülen gewonnenen Ramanspektren gewidmet. Abgeschlossen wird das Werk durch ein alphabetisch geordnetes Autorenregister (einschließlich eines Nachtragsregisters 1985 Zitate) und durch ein 27 Seiten verbrauchendes Substanzverzeichnis mit überschlagsweise 2900 chemischen Individuen. — Das Buch ist, wie diese ganze von der American Chemical Society herausgegebene Serie, für Chemiker bestimmt und von einem Chemiker, der selbst auf dem Gebiete der Ramanforschung erfolgreich tätig ist, geschrieben. Sieht man von den gut geschriebenen theoretischen Kapiteln und den sehr sorgfältig bearbeiteten und nützlichen Registern ab, so wird die Darstellung der Hauptabschnitte II und III den Physiker vermutlich wenig befriedigen. Und zwar deshalb, weil anscheinend bewußt die inneren (physikalischen) Zusammenhänge zurückgestellt werden gegenüber den äußeren (chemischen). Nun sind hier die physikalischen Zusammenhänge, z. B. die Ähnlichkeit der Schwingungsformen und Schwingungsspektren verschiedener Moleküle, das Primäre sowohl der Sache nach als in bezug auf die Verwendbarkeit der Methode zur Beantwortung chemischer Fragen. Man kann sich nicht recht vorstellen, wie eine Darstellung, die hierauf nicht in erster Linie Bezug nimmt, ihren Zweck erreichen kann, ganz gleich, für welchen Leser sie geschrieben ist. Man lese z. B. Kapitel 17, das erste der Hauptabschnitte II und III, das sich mit den Spektren der Paraffine befaßt, nach: Es beginnt mit Methan — die zweifach entartete Schwingung wird merkwürdigerweise als „wahrscheinlich teilweise polarisiert" erwartet — und seinen Deuteriumabkömmlingen, behandelt noch Äthan und fertigt alle andern Paraffine auf zwei Seiten ab, obwohl das Verständnis für die Spektren der andern einfacheren Kohlenwasserstoffe (Propan, Butan, i-Butan, i-Pentan, Tetramethylmethan usw.) ein grundlegendes Erfordernis für das Verständnis der großen Gruppe der substituierten Paraffine ist. Das umfangreiche Gebiet der mehrfach substituierten Benzole wird auf wenigen Seiten und durch einige Figuren beschrieben, ohne den geringsten Versuch, für die charakteristischen Eigentümlichkeiten dieser Spektren ein Verständnis zu vermitteln. — Und ähnlich ist es im ganzen Buch, wenn auch dem Referenten die Behandlung der Verhältnisse bei den anorganischen Molekülen etwas eingehender und liebevoller dünkt. — Es ist schwer, ein wesentlich physikalisches Thema dem Chemiker schmackhaft zu machen. Vielleicht erfüllt das Buch trotz der vom Physiker gebrachten Einwände seinen Zweck. Zu wünschen wäre dies dem Autor, der sicherlich — der Referent kennt dies aus eigener Erfahrung — größte Mühe zur Bewältigung des so überaus umfangreichen Erfahrungsmaterials aufgewendet hat.

K. W. F. Kohlrausch

Wilh. Schlenk, Ausführliches Lehrbuch der organischen Chemie. II. Band. 896 Seiten mit 11 Abbildungen. Verlag Franz Deuticke, Wien und Leipzig 1939. Preis geh. RM 30.—, geb. RM 33.—.

Der zweite Band des Schlenkschen Lehrbuches beschreibt die karbozyklischen aromatischen Verbindungen, d. h. also das Benzol und seine Derivate, und die Verbindungen mit kondensierten Ringsystemen wie z. B. Inden, Fluoren, Naphthalin, Anthrazen, Phenanthren u. a. Die Geschichte der Chemie zeigt, daß die Existenz und das Verhalten sehr vieler von diesen Verbindungen den Anstoß zu überragenden Arbeiten der Forschung und der Praxis gegeben haben, die der organischen Chemie erst ihr eigentliches Gepräge verliehen. Eine Betrachtung der heutigen Situation lehrt, daß in der Intensität des Forschens alles andere als ein Stillstand eingetreten ist und daß sich der Reichtum der sich aus jeder neuen Erkenntnis ergebenden Probleme ständig mehrt. Dies mag vielleicht ein Grund dafür gewesen sein, daß seit einer Reihe von Jahren neben einer stattlichen Anzahl guter einführender Bücher kein einleitendes bestanden hat, wie es uns jetzt Schlenk unter der Bezeichnung „ausführliches Lehrbuch" vorlegt. Die wohl am meisten abschreckenden Schwierigkeiten, von der Fülle des zu beschreibenden Materials erdrückt zu werden, hat der Verfasser dadurch gelöst, daß er eine Einleitung in das bietet, was man nicht besser als mit dem geistigen Inhalt des Stoffes bezeichnen kann. So entstehen vor dem Leser Zusammenhänge, die ein wirkliches Verständnis der Vorgänge wachrufen und deren Kenntnis es unwichtig macht, daß nun eine Verbindung nicht oder nur zu kurz erwähnt ist. Auf diese Weise kann es leicht gelingen, den Leser zu produktiver Weiterarbeit

anzuregen. — Aus der Fülle des Besprochenen sei nur einiges erwähnt, was das Buch auch für den Physiker lesenswert macht. Bei der allgemeinen Besprechung der Bindungsverhältnisse nimmt die Berücksichtigung der wahrscheinlichen Elektronenverteilung über das Molekül einen bevorzugten Platz ein, allerdings ohne daß dabei der Begriff Mesomerie ausdrücklich verwendet wird. Man erkennt, daß fruchtbare Ansätze zum Verständnis von dielektrischem und magnetischem Verhalten der Verbindungen gemacht sind, aber auch daß die Lösung der Hauptaufgaben noch aussteht (Substitutionsregelmäßigkeiten!). Ein Kapitel behandelt den Zusammenhang zwischen Konstitution und Farbe, wieder andere autoxydative Vorgänge, Pinakolinumlagerung, Umlagerungen nach Fittig und nach Beckmann, die relative Größe von Valenzbeanspruchungen, Haftfestigkeitsbestimmungen und anderes. Daß der Stereochemie viel Raum bei der Beschreibung z. B. der Phenylhydrazone, der Truxin- und Truxillsäuren, der Diphenylderivate oder der hydrierten Naphthaline gewährt wird, versteht sich fast von selbst. Schließlich sei noch auf die Kapitel über freie Radikale und metallorganische Verbindungen hingewiesen, die zum Teil der Physik noch nicht so nahestehen mögen, aber die um so bemerkenswerter sind, weil man nach Kenntnis des Referenten in der deutschen Literatur keine so umfassende und moderne Darstellung findet und weil andererseits Schlenk hier über ein in den nächsten Zeiten wohl sehr fruchtbares Gebiet schreibt, das ihm selbst in eigenen bedeutenden Arbeiten ans Herz gewachsen ist.

F. Rogowski

F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Zweite, verbesserte und erweiterte Auflage. Gr.-8°. XXVIII u. 1019 S. Mit 1359 Abb. Leipzig 1939. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Geb. RM 35.80, Schriftenverzeichnis geb. RM 8.—.

Die vorliegende zweite Auflage des Werkes ist gegenüber der ersten Auflage von 620 auf 975 Textseiten erweitert worden. Diese Erweiterung entspricht der schnellen Weiterentwicklung auf dem gesamten Gebiet der Hochfrequenztechnik. Sie entspricht aber auch dem Bestreben des Verfassers, aus dem Buch ein wirklich umfassendes Lehr- und Handbuch zu machen. So ist es für jeden mit der Materie Vertrauten als Handbuch, dem Studierenden mit den grundlegenden Kenntnissen als Lehrbuch zu empfehlen. Um auch die Möglichkeit zu geben, die Originalarbeiten zu studieren, ist dem Werk eine umfassende Literaturzusammenfassung angegliedert, und zwar, um den Umfang des Buches nicht übermäßig zu erhöhen, in einem gesonderten Band. Besonders zu erwähnen ist noch der neu angefügte Abschnitt über Akustik. Häufig spielen bei der Entscheidung hochfrequenter Fragen die akustischen Anforderungen eine Rolle. In diesem Abschnitt ist deshalb alles behandelt, was der Hochfrequenzfachmann von Akustik wissen muß. Wenn auch für den Ingenieur das Werk von besonderer Wichtigkeit ist, so ist es für den Physiker, der heute vielfach hochfrequenztechnische Meßmethoden anwendet, ein unentbehrliches Hilfsmittel, wenn er sich schnell einen Überblick über den Stand der Forschung und Technik auf diesem Gebiet verschaffen muß.

H. Ramm

Nachrichten

Dozenturen: An der Universität Leipzig Dr. Hans Reichardt für Mathematik, an der Universität Berlin Dr. Josef Hofmann für Geschichte der Mathematik, an der Universität Göttingen Dr. Theodor Schneider für Mathematik, an der Universität Königsberg Dr. Walter Block vertretungsweise für physikalisches Praktikum, an der Universität Berlin Dr. Rudolf Schulze für Experimentalphysik, an der Montanistischen Hochschule Leoben Dr. Frank Schwarz für technische Chemie, an der Forstlichen Fakultät der Universität Göttingen Dr. Hans Münzner für Mathematik.

Ernannt: Der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Ferdinand Trendelenburg zum Honorarprofessor für Physik an der gleichen Universität, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Berlin Direktor beim Reichsamt für Wetterdienst Dr. Karl Knoch zum Honorarprofessor für Meteorologie an derselben Universität, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Göttingen Dr. Hans Kienle zum Direktor und Professor des Astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam, der a. o. Professor für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Ludwig Ebert zum ord. Professor an der Universität Wien und Direktor des I. Chemischen Instituts derselben.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für organische und organisch-technische Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Wilhelm Steinkopf.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie insbesondere Mikrochemie an der Technischen Hochschule Graz Hofrat Dr. Friedrich Emich, der frühere Vorstand der Abteilung Physik der Chemisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Oberregierungsrat Dr. Franz Ritter.

Berichtigungen: Zu Seite 88: Dozenturen: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Albert Narath (nicht Marath) für angewandte Photochemie. Ernannt: Der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Breslau Studienrat a. D. Dr. Ferencz Jüttner zum außerplanmäßigen Professor für theoretische (nicht chemische) Physik daselbst.

Angebote

Für Entwicklungs- und Versuchsaufgaben auf dem Gebiete des Meßgerätebaues suchen wir

Diplom-Ingenieure

oder

technische Physiker

oder

Physiker

Angebote mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Bild, Angabe der Gehaltsforderung und des Eintrittstages erbeten

Schäffer & Budenberg G. m. b. H.

Abteilung Gefolgschaft / Magdeburg-Buckau

Verantwörtlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.